

# VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ  
ÚSTAV ELEKTROENERGETIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION  
DEPARTMENT OF ELECTRICAL POWER ENGINEERING

## EXPERIMENTÁLNÍ VÝZKUM URYCHLOVAČEM ŘÍZENÝCH JADERNÝCH REAKTORŮ PRO THORIOVOU JADERNOU ENERGETIKU

DIPLOMOVÁ PRÁCE  
MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE  
AUTHOR

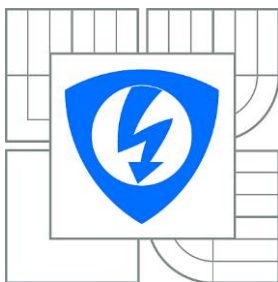
Bc. MIROSLAV ZEMAN

BRNO 2015



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH  
TECHNOLOGIÍ

ÚSTAV ELEKTROENERGETIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION  
DEPARTMENT OF ELECTRICAL POWER ENGINEERING

# EXPERIMENTÁLNÍ VÝZKUM URYCHLOVAČEM ŘÍZENÝCH JADERNÝCH REAKTORŮ PRO THORIOVOU JADERNOU ENERGETIKU

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF ACCELERATOR DRIVEN NUCLEAR REACTORS FOR  
THORIUM BASED NUCLEAR POWER

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

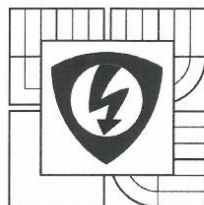
Bc. MIROSLAV ZEMAN

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. KAREL KATOVSKÝ, Ph.D.

BRNO 2015



VYSOKÉ UČENÍ  
TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky  
a komunikačních technologií

Ústav elektroenergetiky

## Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor  
**Elektroenergetika**

**Student:** Bc. Miroslav Zeman

**Ročník:** 2

**ID:** 125713

**Akademický rok:** 2014/15

### NÁZEV TÉMATU:

**Experimentální výzkum urychlovačem řízených jaderných reaktorů  
pro thoriovou jadernou energetiku**

### POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

1. Studujte a podrobně popište technologie ADS, jejich historický vývoj, současný stav řešení a výhledy do budoucna.
2. Popište možnosti využití vyhořelého jaderného paliva z tepelných jaderných reaktorů v jaderné energetice založené na ADS.
3. Popište možnosti využití thoria v systémech ADS
4. Zúčastněte se experimentálních prací v Laboratoři jaderných problémů SUJV Dubna a studujte pole neutronů a transmutaci vybraných nuklidů s pomocí ADS systému QUINTA.

### DOPORUČENÁ LITERATURA:

1. Bowman, Ch.: Accelerator Driven Transmutation Technology, LA-LP94-59, Los Alamos National Laboratory, 1994.
  2. IAEA-TECDOC-1450: Thorium Fuel Cycle - Potential Benefits and Challenges, International Atomic Energy Agency, 2005.
  3. Garcia, et al.: Performance of a transmutation advanced device for sustainable energy application, Progress in Nuclear Energy, vol.53, Is.8, Nov. 2011.
- Další podle pokynů vedoucího a konzultantů práce.

**Termín zadání:** 9. 2. 2015

**Termín odevzdání:** 22.5.2015

**Vedoucí práce:** Ing. Karel Katovský, Ph.D.

**Konzultanti diplomové práce:** Ing. Lukáš Závorka, SUJV Dubna; Dr. Jindřich Adam, SUJV Dubna



**doc. Ing. Petr Toman, Ph.D.**

*předseda oborové rady*

### UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

Bibliografická citace práce:

ZEMAN, M. *Experimentální výzkum urychlovačem řízených jaderných reaktorů pro thoriovou jadernou energetiku*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2015. 117 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Karel Katovský, Ph.D..

Jako autor uvedené diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této diplomové práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. Díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

Děkuji svému školiteli Ing. Karlu Katovskému, Ph.D., konzultantům prom. fyz. Jindřichu Adamovi, CSc. a Ing. Lukáši Závorkovi, spolupracovníkům Ing. Jitce Vrzalové a Ing. Radku Vespalcovi za odborné vedení, cenné rady a připomínky, které mi při zpracování diplomové práce poskytli. Dále bych chtěl poděkovat dalším kolegům ze Spojeného ústavu jaderných výzkumů v Dubně za možnost spolupráce na zajímavé problematice.

.....

## ABSTRAKT

Tato diplomová práce se zabývá problematikou spojenou využitím thoria jako jaderného paliva v urychlovačem řízených systémech. V této práci je popsán princip ADS, jejich současná situace a možnosti využití do budoucna. Tato práce je blíže zaměřená na určení neutronového toku ve spalačním terči *QUINTA*. V prosinci 2013 byl proveden experiment, ve kterém byla uskutečněna tři ozařování kobaltových vzorků v různých pozicích spalačního terče *QUINTA*, který se nachází ve Spojeném ústavu jaderných výzkumů, Dubna. Vzorky  $^{59}\text{Co}$  byly ozařovány v poli neutronů generovaných deuterony o energii 2 AGeV a 4 AGeV a částicemi  $^{12}\text{C}$  o energii 2 AGeV při spalační reakci. Tyto vzorky byly měřeny pomocí polovodičových detektorů ze superčistého germania a analyzovány použitím jaderné gama spektrometrie. Byly určeny reakční rychlosti produktů reakcí v  $^{59}\text{Co}$ , ze kterých byl určen tok neutronů v sestavě *QUINTA*. Experimentální reakční rychlosti byly porovnány s výpočtem s pomocí MCNPX kódu.

**KLÍČOVÁ SLOVA:** thorium, ADS, transmutace, jaderná gama spektrometrie, reakční rychlost, neutronový tok, MCNPX

## ABSTRACT

The Master Thesis deals with the use of thorium nuclear fuel in accelerator driven systems. Basic principle of ADS, present situation and future possibilities are described in this work. The main goal of the work is determination of neutron flux in spallation target *QUINTA*. In December 2013, an experiment was performed at Joint Institute for Nuclear Research, Dubna. Samples of cobalt, situated at different positions in *QUINTA* target, were irradiated in secondary neutron field generated by deuteron beam of energies 2 AGeV and 4 AGeV and beam of  $^{12}\text{C}$  with energy 2 AGeV. The samples were measured with the use of germanium semiconductor detectors and analysed using gamma-ray spectrometry. Reaction rates of  $^{59}\text{Co}$  products were determined. Neutron flux was determined in setup *QUINTA* on the base of experimental reaction rates. Experimental reaction rates were compared with calculation of MCNPX code.

**KEY WORDS:** thorium, ADS, transmutation, gamma-ray spectrometry, reaction rate, neutron flux, MCNPX

## OBSAH

SEZNAM OBRÁZKŮ.....	9
SEZNAM TABULEK .....	10
SEZNAM ZKRATEK A SYMBOLŮ.....	12
1 ÚVOD.....	16
1.1 CÍLE PRÁCE .....	16
2 URYCHLOVAČEM ŘÍZENÉ SYSTÉMY.....	17
2.1 PRINCIP ADS.....	17
2.1.1 TŘÍŠTIVÁ REAKCE .....	17
2.1.2 JADERNÝ TRANSMUTOR.....	19
2.2 HISTORIE URYCHLOVAČEM ŘÍZENÝCH TRANSMUTAČNÍCH SYSTÉMŮ.....	20
2.3 EXPERIMENTÁLNÍ VÝZKUM URYCHLOVAČEM ŘÍZENÝCH SYSTÉMŮ.....	21
2.3.1 PROJEKTY VE SPOJENÉM ÚSTAVU JADERNÉHO VÝZKUMU V DUBNĚ .....	21
2.3.2 SVĚTOVÉ PROJEKTY .....	27
3 VYHOŘELÉ JADERNÉ PALIVO.....	31
3.1 ÚLOŽIŠTĚ VYHOŘELÉHO JADERNÉHO PALIVA .....	31
3.1.1 ROZDĚLENÍ RADIOAKTIVNÍHO ODPADU.....	31
3.2 PŘEPRACOVÁNÍ VYHOŘELÉHO JADERNÉHO PALIVA.....	33
3.2.1 PALIVO MOX.....	33
3.3 VYUŽITÍ VYHOŘELÉHO PALIVA POMOCÍ ADS .....	34
3.3.1 SYSTÉMY ADS S PALIVOVÝM KULOVÝM LOŽEM .....	37
4 MOŽNOSTI VYUŽITÍ THORIA V JADERNÉ ENERGETICE A ADS.....	38
4.1 POUŽITÍ THORIA.....	38
4.2 POROVNÁNÍ THORIA A URANU JAKO PALIVA V REAKTORECH.....	40
4.2.1 THORIOVÝ PALIVOVÝ CYKLUS .....	40
4.2.2 URANOVÝ PALIVOVÝ CYKLUS .....	43
4.3 VÝHODY THORIOVÉHO PALIVOVÉHO CYKLU .....	44
4.4 NEVÝHODY THORIOVÉHO PALIVOVÉHO CYKLU.....	45
4.5 VYUŽITÍ THORIOVÉHO PALIVOVÉHO CYKLU V INDII.....	45
4.5.1 VÝSTAVBA REAKTORŮ V INDII .....	46
4.6 VYUŽITÍ THORIA A ADS V ENERGETICE .....	46
4.6.1 URYCHLOVAČEM ŘÍZENÉ SYSTÉMY.....	46
4.6.2 ENERGETICKÝ ZESILOVAČ .....	46
5 EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST .....	49
5.1 PRŮBĚH EXPERIMENTU.....	49
5.2 ZPRACOVÁNÍ DAT.....	50
5.2.1 POSTUP VÝPOČTU REAKČNÍCH RYCHLOSTÍ .....	51
5.2.2 URČENÍ CHYB.....	57
5.2.3 POROVNÁNÍ EXPERIMENTÁLNÍCH VÝSLEDKŮ SE SIMULOVANÝMI .....	57
5.2.4 URČENÍ NEUTRONOVÉHO TOKU .....	58

---

<b>5.3 DETEKTORY IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ.....</b>	<b>59</b>
5.3.1 URČENÍ EFEKTIVITY HPGe DETEKTORU.....	60
<b>5.4 POPIS EXPERIMENTU.....</b>	<b>62</b>
<b>5.5 VÝSLEDKY REAKČNÍCH RYCHLOSTÍ.....</b>	<b>65</b>
<b>5.6 POROVNÁNÍ EXPERIMENTÁLNÍCH REAKČNÍCH RYCHLOSTÍ SE SIMULOVANÝMI.....</b>	<b>77</b>
<b>5.7 POROVNÁNÍ EXPERIMENTÁLNÍHO NEUTRONOVÉHO TOKU SE SIMULOVANÝM .....</b>	<b>83</b>
<b>6 ZÁVĚR.....</b>	<b>87</b>
<b>POUŽITÁ LITERATURA .....</b>	<b>89</b>
<b>SEZNAM PŘÍLOH.....</b>	<b>94</b>
<b>PŘÍLOHY .....</b>	<b>95</b>



## SEZNAM OBRÁZKŮ

<i>Obr. 2-1 Průběh tříštivé reakce .....</i>	<i>18</i>
<i>Obr. 2-2 Urychlovačem řízený transmutor .....</i>	<i>19</i>
<i>Obr. 2-3 Urychlovač Fázotron .....</i>	<i>22</i>
<i>Obr. 2-4 Spalační terč GAMMA-2 .....</i>	<i>24</i>
<i>Obr. 2-5 Spalační terč Energie+Transmutace .....</i>	<i>25</i>
<i>Obr. 2-6 Uranový spalační terč QUINTA .....</i>	<i>26</i>
<i>Obr. 2-7 Sestava BURAN .....</i>	<i>27</i>
<i>Obr. 2-8 Reaktor MYRRHA .....</i>	<i>28</i>
<i>Obr. 2-9 Projekt SNS .....</i>	<i>29</i>
<i>Obr. 2-10 Návrh projektu ENS .....</i>	<i>30</i>
<i>Obr. 3-1 Hlubinné úložiště jaderného odpadu .....</i>	<i>33</i>
<i>Obr. 3-2 Schéma transmutace <math>^{99}\text{Tc}</math> .....</i>	<i>35</i>
<i>Obr. 3-3 Schéma dvojstupňové transmutace <math>^{237}\text{Np}</math> .....</i>	<i>35</i>
<i>Obr. 4-1 Přeměna <math>^{232}\text{Th}</math> na <math>^{233}\text{U}</math> .....</i>	<i>39</i>
<i>Obr. 4-2 Uranová ruda .....</i>	<i>44</i>
<i>Obr. 4-3 Principiální schéma Energetického zesilovače .....</i>	<i>48</i>
<i>Obr. 5-1 Naměřené spektrum z HPGe detektoru .....</i>	<i>51</i>
<i>Obr. 5-2 Grafické prostředí programu DEIMOS32.....</i>	<i>52</i>
<i>Obr. 5-3 Kaskádní rozpadové schéma .....</i>	<i>56</i>
<i>Obr. 5-4 Blokové schéma elektronického detektoru ionizujícího záření .....</i>	<i>59</i>
<i>Obr. 5-5 Pozice svazku během ozařování deuterony s energií 2 AGeV .....</i>	<i>63</i>
<i>Obr. 5-6 Pozice svazku během ozařování deuterony s energií 4 AGeV .....</i>	<i>63</i>
<i>Obr. 5-7 Pozice svazku během ozařování <math>^{12}\text{C}</math> s energií 2 AGeV .....</i>	<i>64</i>
<i>Obr. 5-8 Spalační terč QUINTA v olověném stínění s experimentálními vzorky.....</i>	<i>65</i>

## SEZNAM TABULEK

<i>Tab. 3-1 Seznam společností zabývajících se výrobou paliva MOX .....</i>	<i>34</i>
<i>Tab. 3-2 Roční produkce plutonia a dalších vyšších aktinidů v tlakovodních reaktorech 1000 MWe .....</i>	<i>36</i>
<i>Tab. 4-1 Světové zásoby thoria .....</i>	<i>38</i>
<i>Tab. 4-2 Významné zásoby thoria jednotlivých států .....</i>	<i>38</i>
<i>Tab. 5-1 Hmotnosti a umístění vzorků při ozařování deuterony s energií 2 AGeV .....</i>	<i>64</i>
<i>Tab. 5-2 Hmotnosti a umístění vzorků při ozařování deuterony s energií 4 AGeV .....</i>	<i>65</i>
<i>Tab. 5-3 Hmotnosti a umístění vzorků při ozařování částicemi <math>^{12}\text{C}</math> s energií 2 AGeV .....</i>	<i>65</i>
<i>Tab. 5-4 Seřazení produktů reakce v <math>^{59}\text{Co}</math> podle <math>E_{th,eff}</math> .....</i>	<i>66</i>
<i>Tab. 0-1 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 2 ve vzdálenosti 0 mm od středu svazku, deuterony 2 AGeV .....</i>	<i>100</i>
<i>Tab. 0-2 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 2 ve vzdálenosti 120 mm od středu svazku, deuterony 2 AGeV .....</i>	<i>101</i>
<i>Tab. 0-3 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 3 ve vzdálenosti 0 mm od středu svazku, deuterony 2 AGeV .....</i>	<i>101</i>
<i>Tab. 0-4 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 4 ve vzdálenosti 0 mm od středu svazku, deuterony 2 AGeV .....</i>	<i>102</i>
<i>Tab. 0-5 Poměr experimentálních reakčních rychlostí v sekci 2, deuterony 2 AGeV .....</i>	<i>102</i>
<i>Tab. 0-6 Poměr reakčních rychlostí mezi jednotlivými sekcemi, deuterony 2 AGeV .....</i>	<i>103</i>
<i>Tab. 0-7 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 2 ve vzdálenosti 0 mm od středu svazku, deuterony 4 AGeV .....</i>	<i>103</i>
<i>Tab. 0-8 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 2 ve vzdálenosti 40 mm od středu svazku, deuterony 4 AGeV .....</i>	<i>104</i>
<i>Tab. 0-9 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 2 ve vzdálenosti 80 mm od středu svazku, deuterony 4 AGeV .....</i>	<i>104</i>
<i>Tab. 0-10 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 2 ve vzdálenosti 120 mm od středu svazku, deuterony 4 AGeV .....</i>	<i>105</i>
<i>Tab. 0-11 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 3 ve vzdálenosti 0 mm od středu svazku, deuterony 4 AGeV .....</i>	<i>105</i>
<i>Tab. 0-12 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 4 ve vzdálenosti 0 mm od středu svazku, deuterony 4 AGeV .....</i>	<i>106</i>
<i>Tab. 0-13 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 4 ve vzdálenosti 40 mm od středu svazku, deuterony 4 AGeV .....</i>	<i>106</i>
<i>Tab. 0-14 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 4 ve vzdálenosti 80 mm od středu svazku, deuterony 4 AGeV .....</i>	<i>107</i>

<i>Tab. 0-15 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 4 ve vzdálenosti 120 mm od středu svazku, deuterony 4 AGeV.....</i>	<i>107</i>
<i>Tab. 0-16 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 5 ve vzdálenosti 0 mm od středu svazku, deuterony 4 AGeV.....</i>	<i>108</i>
<i>Tab. 0-17 Poměr experimentálních reakčních rychlostí v sekci 2, deuterony 4 AGeV.....</i>	<i>108</i>
<i>Tab. 0-18 Poměr experimentálních reakčních rychlostí v sekci 4, deuterony 4 AGeV.....</i>	<i>109</i>
<i>Tab. 0-19 Poměr experimentálních reakčních rychlostí v jednotlivých sekcích, deuterony 4 AGeV.....</i>	<i>109</i>
<i>Tab. 0-20 Poměr experimentálních reakčních rychlostí mezi sekcemi 2 a 4, deuterony 4 AGeV.....</i>	<i>110</i>
<i>Tab. 0-21 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 2 ve vzdálenosti 0 mm od středu svazku, C-12 AGeV.....</i>	<i>110</i>
<i>Tab. 0-22 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 2 ve vzdálenosti 40 mm od středu svazku, C-12 AGeV.....</i>	<i>111</i>
<i>Tab. 0-23 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 2 ve vzdálenosti 80 mm od středu svazku, C-12 AGeV.....</i>	<i>111</i>
<i>Tab. 0-24 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 2 ve vzdálenosti 120 mm od středu svazku, C-12 AGeV.....</i>	<i>112</i>
<i>Tab. 0-25 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 3 ve vzdálenosti 0 mm od středu svazku, C-12 AGeV.....</i>	<i>112</i>
<i>Tab. 0-26 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 4 ve vzdálenosti 0 mm od středu svazku, C-12 AGeV.....</i>	<i>113</i>
<i>Tab. 0-27 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 4 ve vzdálenosti 40 mm od středu svazku, C-12 AGeV.....</i>	<i>113</i>
<i>Tab. 0-28 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 4 ve vzdálenosti 80 mm od středu svazku, C-12 AGeV.....</i>	<i>114</i>
<i>Tab. 0-29 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 4 ve vzdálenosti 120 mm od středu svazku, C-12 AGeV.....</i>	<i>114</i>
<i>Tab. 0-30 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 5 ve vzdálenosti 0 mm od středu svazku, C-12 AGeV.....</i>	<i>115</i>
<i>Tab. 0-31 Poměr experimentálních reakčních rychlostí v sekci 2, C-12 2 AGeV.....</i>	<i>115</i>
<i>Tab. 0-32 Poměr experimentálních reakčních rychlostí v sekci 4, C-12 2 AGeV.....</i>	<i>116</i>
<i>Tab. 0-33 Poměr experimentálních reakčních rychlostí mezi jednotlivými sekcemi, C-12 2 AGeV.....</i>	<i>116</i>
<i>Tab. 0-34 Poměr experimentálních reakčních rychlostí mezi sekcemi 2 a 4, C-12 2 AGeV.....</i>	<i>117</i>

## SEZNAM ZKRATEK A SYMBOLŮ

ABC	Accelerator Based Conversion (Urychlovačem řízená přeměna)
ADEP	Accelerator Driven Energy Production (Urychlovačem řízená produkce energie)
ADS	Accelerator Driven Systems (Urychlovačem řízené systémy)
ADTT	Accelerator Driven Transmutation Technology (Urychlovačem řízené transmutační technologie)
APT	Accelerator Production of Tritium (Urychlovačem řízená produkce tritia)
ATW	Accelerator Transmutation of Waste (Urychlovačem řízená transmutace odpadů)
BINP	Budker Institute of Nuclear Physics (Budkerův institut nukleární fyziky)
DMSR	Denaturated Molten Salt Reactor (Reaktor chlazený denaturovanými tekutými solemi)
EA	Energy Amplifier (Energetický zesilovač)
ESS	European Spallation Source (Evropský tříštivý zdroj)
EXFOR	Experimental Nuclear Reaction Data (Data experimentálních jaderných reakcí)
E+T	Energy+Transmutation (Energie a Transmutace)
FMSR	Fast Molten Salt Reactor (Rychlý množivý solný reaktor)
HPGe	High Purity Germanium (Superčisté germanium)
HLW	High Level Waste (Vysoceaktivní odpad)
IAEA	International Atomic Energy Agency (Mezinárodní agentura pro atomovou energii)
ILW	Intermediate Level Waste (Středněaktivní odpad)
IREN	Intense Resonance Neutron Source (Intenzivní rezonanční neutronový zdroj)
JINR	Join Institute for Nuclear Research (Spojený ústav jaderných výzkumů)
LLW	Low Level Waste (Nízkoaktivní odpad)
MCNP	Monte Carlo N–Particle code
MCNPX	Monte Carlo N–Particle code eXtended
MOX	Mixed Oxide fuel (Přepřacované palivo z oxidu uranu a oxidu plutonia)
MSBR	Molten Salt Breeder Reactor (Množivý reaktor chlazený tekutými solemi)
MSR	Molten Salt Reactor (Reaktor chlazený tekutými solemi)
MSTR	Molten Salt Transmutation Reactor (Transmutační reaktor chlazený tekutými solemi)

MYRRHA	Multi-purpose hYbrid Research Reactor for High-tech Application (Víceúčelový hybridní výzkumný reaktor pro high-tech aplikace)
NICA	Nuclotron-based Ion Collider fAcility
ORNL	Oak Ridge National Laboratory (Národní laboratoř v Oak Ridge)
PBT	Pebble Bed Transmuter (Palivové kulové lože)
SNS	Spallation Neutron Source (Spalační neutronový zdroj)
SÚJV	Spojený ústav jaderných výzkumů
TENDL	TALYS Evaluated Nuclear Data Library (Knihovna vyhodnocených jaderných dat z programu TALYS )
TRISO	TRistructural ISOtropic
VJP	Vyhořelé jaderné palivo
VVER	Vodo-vodní energetický reaktor

$A$	Atomová hmotnost
$a$	Větvicí poměr
$A_0$	Aktivita zdroje gama záření
$C_{coisum}$	Koeficient sumačních koincidencí
$d$	Tloušťka vzorku
$d_{Rexp}$	Relativní chyba Experimentální reakční rychlosti
$E$	Energie
$E_{th}$	Prahová energie
$E_{th,eff}$	Efektivní prahová energie
$E_{max}$	Maximální energie gama linky
$E_{\gamma}$	Energie gama linky
$E_{\gamma}^{bcg}$	Energie linky pozadí
$E_{\gamma}^{lib}$	Energie gama linky daného izotopu v definované knihovně
$E_{\gamma,max}^{lib}$	Maximální energie gama linky daného izotopu v definované knihovně
$E_{\gamma}$	Energie gama linky
$FWHM$	Šířka píku v polovině jeho výšky
$I_{\gamma}$	Intenzita gama linky pro daný izotop
$I_{\gamma,max}$	Maximální intenzita linky gama přechodu pro daný izotop
$k_{norm}$	Normovaná konstanta pro odečet plochy píku
$m_s$	Hmotnost vzorku

$N_A$	Avogardova konstanta
$N_D$	Počet dopadlých částic během ozařování
$N_{FEP}$	Počet detekovaných impulsů v píku plného pohlcení
$N_{tot}$	celkový počet detekovaných impulsů ve spektru
$N_{zdroj}$	Emise zdroje
$R_{Cal}$	Vypočtená reakční rychlost
$R_{Exp}$	Výsledná experimentální reakční rychlost
$R_R$	Výsledná reakční rychlost
$S_{bcg}(E_\gamma)$	Příspěvek pozadí
$S'_{bcg}(E_\gamma)$	Naměřená plocha píku pozadí
$S(E_\gamma)$	Plocha gama linie o energii $E_\gamma$
$S(E_{\gamma,max})$	Plocha linie s maximální energií
$t_{delay}$	Doba od konce ozařování po začátek měření
$t_e$	Doba mezi koncem intervalu a koncem ozařování
$t_{irr}$	Celková doba ozařování
$t_{live}$	Doba měření vzorku korigovaná na mrtvou dobu
$t_{live,bcg}$	Doba měření pozadí korigovaná na mrtvou dobu
$t_{live,pek}$	Doba měření spektra korigovaná na mrtvou dobu
$t_p$	Délka intervalu ozařování
$t_{real}$	Doba měření vzorku
$T_{1/2}$	Poločas rozpadu
$\alpha_t$	Celkový konverzní koeficient
$\Delta E_\gamma$	Nejistota energie gama linky
$\Delta E_\gamma^{bcg}$	Nejistota energie linky pozadí
$\varepsilon(E)$	Korekce na efektivitu detektoru
$\varepsilon_{FEP}$	Efektivita píku plného pohlcení
$\varepsilon_{Tot}$	Totální detekční účinnost
$\varepsilon_{TC}(E_\gamma)$	Korekční faktor pro sumace gama linií vypočtený programem TrueCoinc
$\varepsilon_{TC}(E_{\gamma,max})$	Korekční faktor pro sumaci maximalních intenzit gama linií vypočtený programem TrueCoinc
$\eta_A$	Korekční faktor pro samoabsorpci
$\eta_B$	Korekční faktor pro nestabilitu svazku během ozařování

---

$\lambda$	Rozpadová konstanta
$\mu$	Energeticky závislý tabelovaný koeficient zpomalení
$\sigma(E_n)$	Účinný průřez reakce pro určitou energii
$\varphi$	Výsledná hodnota neutronového spektra
$\varphi(E_n)$	Neutronové spektrum pro určitou energii

# 1 ÚVOD

Dnešní civilizovaný svět je závislý na důležité komoditě. Touto komoditou je elektrická energie. Používáme ji všichni, ať už ke svícení, používání počítače, nebo v těžkém průmyslu. Stala se pro nás samozřejmostí a mnozí si život bez ní nedovedou představit. Elektřinu lze vyrobit v několika typech elektráren například v uhelných, vodních nebo jaderných. Výroba energie v jaderných elektrárnách je poměrně efektivní.

Přeměna jaderné energie na energii elektrickou se začala využívat v druhé polovině 20. století. Přeměna spočívá ve štěpení těžkých jader na jádra lehčí. Po určité době palivo „vyhoří“, tudíž nemá dostatek energie na výrobu tepla a stává se z něj vyhořelé jaderné palivo. Jsou tři možnosti jak s tímto palivem naložit. První možnost je uložení vyhořelého jaderného paliva do hlubinných úložišť. Druhá možnost spočívá v přepracování paliva v závodech na přepracování paliva. Poslední možnost jak naložit s tímto palivem je jeho transmutace.

V dnešní době se elektrická energie z jaderných elektráren produkuje převážně z uranového palivového cyklu. Tento cyklus má poměrně složitou přípravu, než je možné vložit palivo do reaktoru. Také zásoby uranové rudy nejsou nevyčerpatelné a tak je zapotřebí uchýlit se k výrobě energie z jiného prvku. Tímto prvkem je thorium, je podstatně rozšířenější než uran. Výroba elektrické energie z thoria je složitější než z uranu. Hlavně z důvodu neaktivnosti thoria v jeho surovém stavu. Pro spuštění řetězové štěpné reakce v reaktoru s thoriovým palivem musí být přidáno jiné radioaktivní palivo, které tuto reakci zpustí.

S thoriovým palivovým cyklem jsou v poslední době spojeny urychlovačem řízené systémy, které jsou zaměřeny na transmutaci jaderného paliva a thoria v podkritických jaderných reaktorech. Jedná se o oblast poměrně neznámou, ve které je ještě mnoho nezodpovězených otázek.

## 1.1 Cíle práce

Cílem této práce je zaměřit se na výzkum v oblasti urychlovačem řízených systémů a získat informace o principu urychlovačem řízených systémů, současných projektech a plánech do budoucna spojených s těmito systémy. Dále získat přehled o možnostech využití thoria jako paliva v jaderné energetice.

Experimentální část bude zaměřena na experimentální studii neutronového pole a transmutaci nuklidů pomocí urychlovače Nuclotron, který se nachází v Laboratoři vysokých energií, ve Spojeném ústavu jaderných výzkumů (Dubna, Ruská Federace) a spalačního terče „*QUINTA*“. Určení neutronového toku v terči *QUINTA* bude proveden z kobaltových vzorků. Do budoucna informace o neutronovém spektru budou moci být využity při potenciálním výzkumu spektra neutronů v thoriových systémech a jaderných reaktorech využívajících thorium jako palivo.



## 2 URYCHLOVAČEM ŘÍZENÉ SYSTÉMY

Anglický název je „Accelerator Driven Systems“ (ADS), též se může vyskytovat označení ADTT což znamená „Accelerator Driven Transmutation Technology“. První systém ADS byl navržen v padesátých letech 20. století. Tímto systémem chtěl E. O. Lawrence produkovat  $^{233}\text{U}$  z  $^{232}\text{Th}$  a  $^{239}\text{Pu}$  z  $^{238}\text{U}$ . Ve Spojených státech amerických měl tento projekt vyřešit nedostatek materiálu pro výrobu jaderných hlavic, protože v té době byl malý počet uranových nalezišť. Projekt byl po několika letech zastaven, protože byla objevena nová uranová naleziště. V 90. letech minulého století se znovu objevuje zájem o poznání této technologie hlavně v Japonsku, Spojených státech a v Evropě. S hlubším poznáním se začaly vyskytovat problematické části. Jeden z největších problémů byl dlouhodobý provoz urychlovačů a jejich vysoký výkon. Tehdejší špičkové urychlovače nebyly schopné pracovat bez výpadků proudu, který mohl komplikovat dynamické procesy a systémy jejich řízení. Problémy nastaly také s terčem, který byl uvažován ve formě těžkého kovu.

Ve stejné době se objevili další dva koncepty urychlovačem řízených pokusů. První projekt vypracoval C. Bowman z laboratoře v Los Alamos v USA, který byl dominantně zaměřen na transmutaci dlouhodobých radioizotopů z jaderného odpadu pomocí tepelných neutronů, které se získaly moderací rychlých neutronů produkovaných v spalačním terči. Druhý projekt navrhl C. Rubbia z evropské laboratoře CERN ve Švýcarsku. Primárně byl zaměřen na transmutaci štěpitelného  $^{232}\text{Th}$  na štěpný  $^{233}\text{U}$  a získávání energie jeho štěpením. Oba projekty byly zaměřeny hlavně na rozbor možností a získání přehledu o potřebných experimentálních studiích. Zároveň však proběhla řada praktických testů. Ta ukázala, že před výběrem prvního typu transmutoru, bude potřeba udělat řadu experimentálních výzkumů. Ve světě i v Evropě se rozběhlo několik projektů, které studují různé dílčí problémy spojené s výběrem urychlovače, terče a vhodné sestavy reaktoru. Z důvodu ulehčení všech projektů se účastníci jednotlivých projektů každý rok scházejí a prezentují své pokroky [1], [2], [3].

Urychlovačem řízené systémy jsou charakteristické svým složením. Skládají se z neutronového zdroje, který obsahuje urychlovač a terč. Dále v této je podkritický soubor, který se nazývá blanket. Ten je součástí podkritického reaktoru. Urychlovačem jsou urychlovány protony, které jsou urychleny na energii v rozmezí od 500 MeV až po 10 GeV na nukleon. Tyto energie se odvíjí od druhu urychlovače. Svazek vysokoenergetických částic směřuje do terče z vhodného materiálu. Ostřelováním terčíku dochází k tříštění jádra a uvolňování velkého počtu neutronů. Kolem terče je blanket, kde probíhá štěpná reakce.

### 2.1 Princip ADS

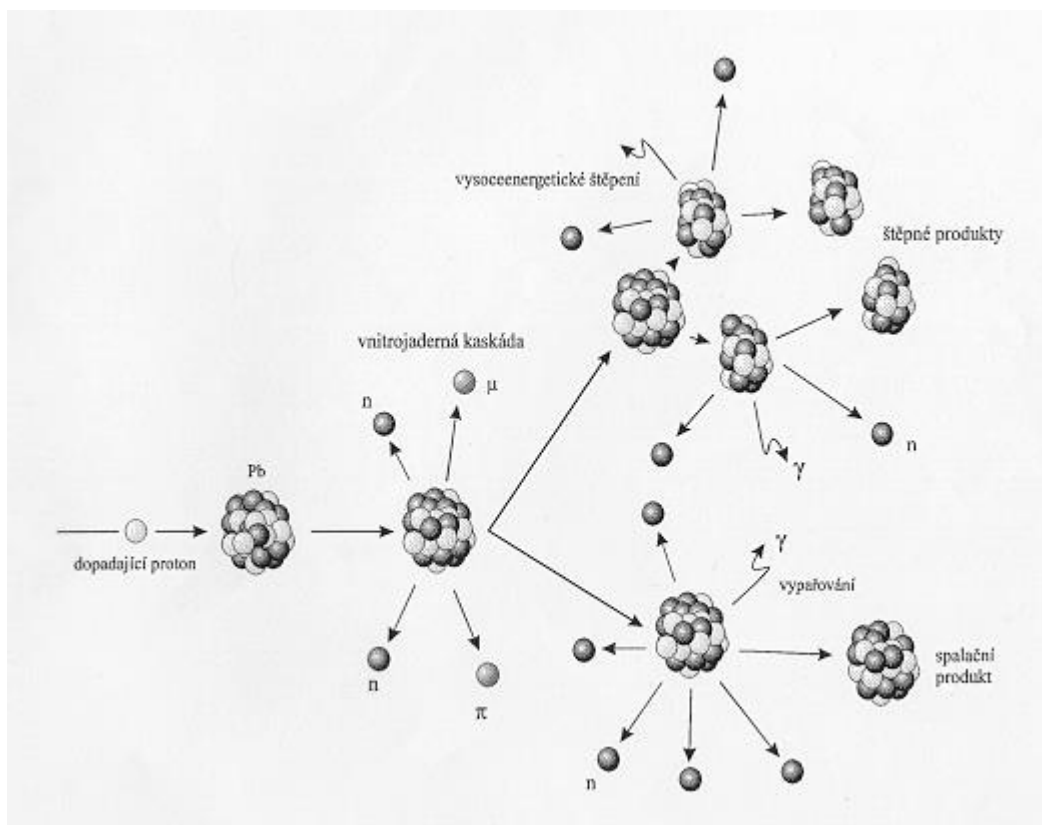
Systémy ADS byly navrženy pro práci v podkritickém režimu. Znamená to, že není schopen udržet svou řetězovou reakci. Toto je hlavně z bezpečnostních důvodů, protože nemůže dojít k neřízené štěpné reakci. Při provozu musí být dodávány neutrony z vnějšího zdroje. V následujících odstavcích je vysvětlen princip a pojmy, které jsou potřebné k pochopení transmutačních systémů.

#### 2.1.1 Tříštivá reakce

Reakce, které se označují jako tříštivé, probíhají v případě, že se proton nebo neutron s kinetickou energií srovnatelnou s energií klidovou střetne s těžkým jádrem. Takové protony mají rychlost, která se blíží rychlosti světla. Každý objekt v mikrosvětě má zároveň vlnové a částicové vlastnosti. Vlnová délka charakterizující takový kvantový objekt je tím menší čím má větší

kinetickou energii. Vlnová délka protonu je tak daleko menší, než je rozměr jádra a srovnatelná s rozměrem nukleonu v jádře. Proton tak interaguje s jednotlivými nukleony a ne s jádrem jako celkem. Průběh této reakce je znázorněn na Obr. 2-1.

Tříštivá reakce se skládá ze tří po sobě jdoucích fází. V první fázi se nalétávající proton sráží s jednotlivými nukleony v jádře. V praxi to znamená, že proton naráží do skupiny nukleonů, které jsou pohromadě. Při tomto ději nalétávající proton předává v kaskádě srážek jednotlivým nukleonům větší nebo menší část své energie, kvůli způsobu předání energie se této reakci říká kaskádní. Tyto nukleony mohou následně absolvovat srážky s dalšími nukleony v jádře. Tato fáze produkuje zhruba třetinu veškerých neutronů. Následuje druhá fáze, která se označuje předrovnávací emisí nukleonů. V této fázi vyletují z jádra nukleony také s relativně vysokou energií. Bohužel tato energie nestačí na to, aby vyvolala další tříštivé reakce. V převážné většině se jedná o neutrony, které nejsou nabitě a nemusí překonávat coulombovskou bariéru vytvářenou nábojem jádra. Během této fáze se energie v jádře rovnoměrně rozděluje a vzniká vysoce ohřátá jaderná kapalina. V poslední fázi, která se nazývá vypařovací, se jádro zbavuje energie vypařováním neutronů. Protony nemají takovou energii, aby překonali coulombovskou bariéru, která je vytvořená nábojem jádra. Kapka ohřáté jaderné kapaliny je analogická k přehřáté kapce vody, která se také zbavuje energie vypařováním. V této fázi se produkuje zdaleka největší počet neutronů. Střední počet neutronů produkovaný v jedné tříštivé srážce protonu s těžkým jádrem, při kinetické energii protonu rovné jeho klidové energii 1 GeV s jeho klidovou hmotností dosahuje kolem dvaceti neutronů [1], [4].



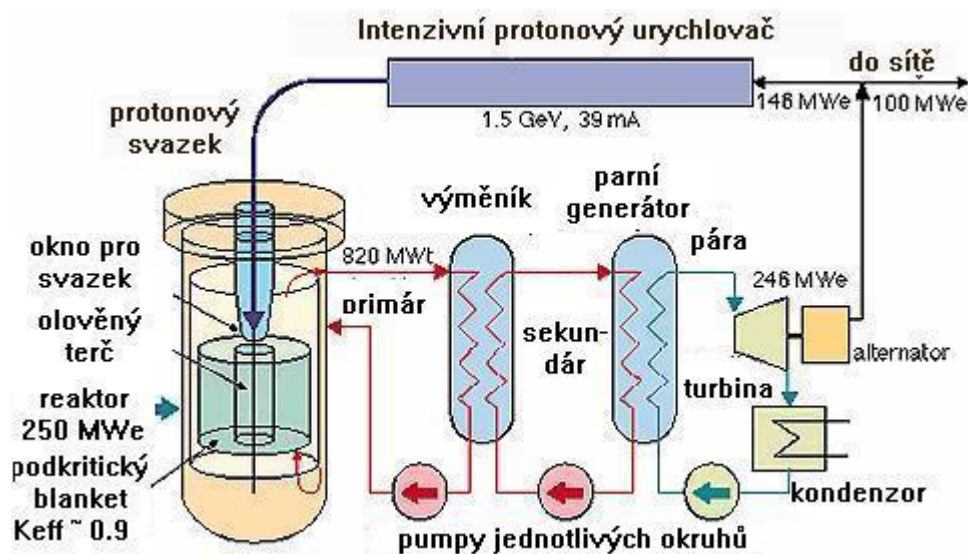
Obr. 2-1 Průběh tříštivé reakce [4]

## 2.1.2 Jaderný transmutor

Takto se nazývá zařízení, které dokáže transmutovat a spalovat jaderný odpad. Toto zařízení se skládá ze tří částí. První část se nazývá protonový urychlovač, který dokáže urychlovat protony na vysokou energii. Urychlovač musí urychlovat částice v ideálním poměru počtu produkovaných neutronů na jednotku vložené energie výkonu. Další část je terč, na který dopadají zrychlené protony. Poslední třetí část je reaktor, který obklopuje terč [1], [4].

### 2.1.2.1 Urychlovač

Převážně se urychlovače používají k urychlení protonů. Podle energie protonů se odvíjí počet produkovaných neutronů. Počet neutronů při spalační reakci je normován na jeden proton a jednotku energie. Počet neutronů zpočátku roste a jejich růst se zastaví kolem hodnoty 1 GeV, poté začíná pozvolně klesat. V převážné části urychlovačů jsou částice urychlovány ve shlucích, které nejsou pevně svázány. Z tohoto důvodu se střídají okamžiky velmi vysoké zátěže urychlovače, nebo naopak okamžiky nulové zátěže. V případě tříštivých zdrojů pro produkci neutronů to není na závadu, občas je to jejich výhodou. V systémech urychlovačem řízených transmutorů by však bylo potřeba rozložit intenzitu protonového svazku co nejrovnoměrněji, abychom dosáhli rovnoměrné produkce neutronů. I z tohoto hlediska se jeví výhodnějšími lineární urychlovače než urychlovače kruhové [1], [4]. Schéma urychlovačem řízeného transmutoru je vyobrazeno na Obr. 2-2.



Obr. 2-2 Urychlovačem řízený transmutor [1]

### 2.1.2.2 Terč

Terč musí být vyroben z materiálů, jejichž atomy obsahují v jádře velký počet nukleonů. Díky této vlastnosti je zajištěna vysoká produkce neutronů při jednotlivých tříštivých reakcích. Materiálem splňujícím tyto parametry jsou těžké kovy, jako je například olovo nebo bizmut. Pro energii protonů 1 GeV stačí délka terče 1 metr a poloměr 0,5 m. S další energií produkce neutronů neroste. Fyzikální a chemické vlastnosti jsou také důležité pro terč. Hlavní problém u tohoto dílu je odvod tepla, které vzniká při zpomalení protonů a přeměně jejich kinetické energie na energii tepelnou. Hodnota tepelného výkonu se může pohybovat v řádu desítek megawatt. Z tohoto důvodu se uvažuje o terči v tekuté podobě. V tekuté podobě se uvažuje o směsi olova a bizmutu, nebo pouze olova [1], [4].

### 2.1.2.3 Reaktor

Uspořádání klasického paliva s transmutovaným v podkritickém reaktoru závisí na druhu systému. Jedna možnost je produkce energie pomocí transmutace  $^{232}\text{Th}$  nebo  $^{238}\text{U}$  na štěpný  $^{233}\text{U}$  nebo  $^{239}\text{Pu}$  a jejich následné štěpení. Další možností je transmutace radioaktivních prvků z vyhořelého jaderného paliva. Jelikož se z velké části jedná i o izotopy uranu a transuranů, získává se energie jejich štěpením. Třetí možností je velice efektivní spalování plutonia, které bylo použito pro výrobu jaderných zbraní, nebo vzniklo jako odpad v tlakovodních reaktorech.

Pokud se využije vnější zdroj neutronů, je možné dosáhnout o dva řády větší hustoty neutronů, než v klasických tlakovodních reaktorech. Z tohoto důvodu probíhá i více záchytů neutronů a štěpení transuranů, které se v klasických reaktorech téměř neštěpí. K tomu je možné transmutovat i některé dlouhodobé radioaktivní produkty. Nutné je průběžné oddělení krátkodobých izotopů od stabilních, aby se znemožnilo vznikání nebezpečných dlouhodobě radioaktivních izotopů dalšími transmutacemi. Tento úkon by měl vést ke značnému snížení množství radioaktivního odpadu, který by měl být uložen v konečném úložišti [1], [4].

## 2.2 Historie urychlovačem řízených transmutačních systémů

Obecný název urychlovačem řízené transmutační technologie (ADTT – Accelerator Driven Transmutation Technology) zahrnuje několik programů, které pracující na podobném technologickém principu. Obdobný význam jako ADTT má často používaná zkratka ADS (Accelerator Driven Systems), nebo ATW (Accelerator Transmutation of Waste).

První program nese název Urychlovačem řízená transmutace odpadů. Anglický název je „Accelerator Transmutation of Waste – ATW“. Projekt byl z větší části prováděn v Los Alamos, kde jej vedl C. D. Bowman. Projekt se zabývá zkrácením doby, která je nutná pro skladování vyhořelého jaderného paliva, než jeho aktivita klesne na hodnotu přirozeného pozadí. Odhady hovoří pouze o 30–50 letech. Součástí tohoto projektu je lineární urychlovač o energii 1,6 GeV a proudu až 250 mA [5].

Dalším projektem je Urychlovačem řízená produkce energie. Anglický název zní „Accelerator Driven Energy Production – ADEP“. Tento projekt je realizován ve výzkumném ústavu CERN, který se nachází ve Švýcarsku a vedl ho C. Rubbia. Jedná se o podkritický reaktor, který pracuje na bázi Th–U cyklu.

V budoucnu by tento urychlovač mohl být novým zdrojem elektrické energie, založeným na štěpení  $^{233}\text{U}$ , který by byl získáván z reakcí  $^{232}\text{Th}$ . Jednalo by se o neutronový záchyt  $^{232}\text{Th}$ , po kterém následují dva  $\beta$ -rozpady, první rozpad na  $^{233}\text{Pa}$  a poté na  $^{233}\text{U}$ . Z energeticky dostupného hlediska se thorium vyskytuje v třikrát míře než uran. Ve dvanácti gramech  $^{232}\text{Th}$  je stejná energie jako ve třiceti tunách uhlí [5].

Třetím projektem je Urychlovačem řízená přeměna plutonia. Anglický název je „Accelerator Based Conversion – ABC“. Technologie je navržena tak, aby přeměnila produkty s dlouhým poločasem rozpadu na stabilní produkty nebo produkty s krátkým poločasem rozpadu. Mezi tyto prvky patří  $^{239}\text{Pu}$ , které je použito v jaderných zbraních a také vzniká v komerčních reaktorech. Hlavním důvodem této technologie je snížení zásob plutonia, které mělo sloužit v dřívějších dobách k vojenskému využití. V současné době je tato technologie málo využívaná z důvodu upřednostnění výroby paliva MOX [6].

Poslední projektem je urychlovačem řízená produkce tritia. Anglické označení je „Accelerator Production of Tritium – APT“. Tento projekt je veden v Los Alamos a vede jej P. W. Lipowski. Projekt byl spuštěn roku 1997. Jedná se o výrobu tritia lineárním urychlovačem o výkonu 1700 MeV a proudu 100 mA. Při vysokých neutronových tocích mohou probíhat ve vhodných materiálech reakce typu  $(n, {}^3\text{H})$ . V dřívějších dobách se tyto reakce zkoumaly z důvodu výroby vodíkové bomby. V dnešní době se výzkum zaměřil na palivo pro termojaderné reaktory [7].

## 2.3 Experimentální výzkum urychlovačem řízených systémů

V této části se nachází světové projekty zabývající se experimentálními projekty. Tato část je především zaměřena na projekty ve Spojeném ústavu jaderných výzkumů. Dále je zde zmíněno o světových projektech, které se již realizovali nebo realizují.

### 2.3.1 Projekty ve Spojeném ústavu jaderného výzkumu v Dubně

Zkratka anglického názvu institutu je JINR (Joint Institute for Nuclear Research), český název je Spojený ústav jaderných výzkumů. Tento institut se nachází v Rusku v téměř na hranici severní části Moskevské oblasti. Po skončení druhé světové války se rozhodlo o vybudování výzkumného institutu, který by se zabýval civilním výzkumem. Hlavním aktérem byl Igor Vasilievič Kurčatov. V roce 1946 se sovětská vláda rozhodla postavit protonový urychlovač Synchrocyclotron. Po intenzivní práci byl v roce 1949 spuštěn do provozu. V roce 1956 byl do provozu spuštěn druhý urychlovač Synchrofázotron. Dne 26. března 1956 byl oficiálně založen Spojený ústav jaderných výzkumů (SÚJV) jako výzkumný ústav jaderné, subjaderné a aplikované fyziky pro celý tehdejší východní blok a spřátelené země. Na přelomu 70–80. let minulého století zde byl přestavěn urychlovač Fázotron z urychlovače Synchrocyclotronu a v 90. letech se zde postavil urychlovač Nuclotron. V současné době se SÚJV skládá z 18 členských států. Mezi tyto státy patří Česká republika, Slovensko, Polsko a dalších 15 států z východní Evropy a Asie. V roce 2015 je ve Spojeném ústavu jaderných výzkumů 7 hlavních laboratoří. Ty se například zabývají teoretickou fyzikou, jadernými problémy, jadernými reakcemi a genetikou. V současné době je zde zaměstnáno okolo 1 200 fyziků a 2 000 inženýrů a techniků [2], [8].

#### 2.3.1.1 Významné urychlovací systémy v SÚJV

##### Synchrofázotron

Tento urychlovač v provozu dokázal urychlovat protony energií o hodnotě 10 GeV, v tehdejší době bylo založeno díky využívání takové energie nové odvětví fyziky – relativistická jaderná fyzika. Jako první urychlovač světa urychlil v roce 1970 deuterony na realistické energie. Komora pro urychlování měla průměr 0,5 m, z toho důvodu musely kolem celé komory být obrovské magnety, které řídily směr svazku. Hmotnost magnetu Synchrofázotronu byla 36 000 tun. Příkon elektrické energie měl 8 MW. V roce 2000 byl z ekonomických důvodů vyřazen z provozu [2].

##### Fázotron

Fázotron vznikl rekonstrukcí Synchrocyclotronu. Svého času byl největším urychlovačem na světě s energií protonů 560 MeV. Nominální energie protonů pro konstrukci je 660 MeV. Intenzita protonů až  $10^{13}$  za sekundu, což je jeho velká přednost. Tato hodnota odpovídá hodnotě elektrického proudu více než 1,6  $\mu\text{A}$ . Na svazcích urychlovače probíhal výzkum jaderných reakcí, fyzika pevných látek a medicínsko–biologický výzkum s přímou diagnózou a terapií onkologických chorob, který je úspěšný. V roce 2005 zachvátil Fázotron velký požár, který zničil

vývod svazku do komplexu fyzikálních experimentů [2]. V současné době je urychlovač Fázotron nejvíce využíván k onkologickým terapiím. Dále se využívá k ozařování masivního spalačního terče *QUINTA*. Na Obr. 2-3 je urychlovač Fázotron.



Obr. 2-3 Urychlovač Fázotron [2]

## Nuclotron

Nuclotron nahradil v průběhu 90. let Synchronofázotron. Jeho celková hmotnost je 80 tun a urychlovací komora má průměr 251,5 m. Dokáže urychlit protony až na 12,8 GeV a slouží k urychlování těžkých iontů. Intenzita protonů v jednom pulsu je až  $10^{11}$  protonů, doba trvání jednoho pulsu je 5–10 s. Magnetické pole Nuclotronu je 2,2 T. Provozní teplota je 4,5–4,7 K. Chlazení je zajišťováno heliem. Příkon urychlovače je 4,5 MW. Na tomto urychlovači probíhá výzkum jaderné, subjaderné a medicínské fyziky. Také se zde konají experimenty v dozimetrické a lékařské oblasti [2]. Od druhé poloviny roku 2014 je urychlovač Nuclotron v rekonstrukci.

## IREN

Intensivní REsonanční Neutronový zdroj (IREN) se plánuje již od roku 1994. IREN je používán pro výzkum v oblasti rezonančních energií neutronů, rychlých a tepelných neutronů. Zařízení je unikátní v kombinaci urychlovače elektronů jako injektoru a neutronového multiplikačního terče. Energie elektronového svazku odpovídá hodnotě 200 MeV při proudu 1,5 A a průměrný výkon svazku je 10 kW. Délka jednoho pulsu je 250–300 ns a integrál neutronového výtěžku je  $10 \cdot 10^{15}$  částic za sekundu.

Lineární elektronový urychlovač LUE–200 byl navrhnutý v Budkerově institutu nukleární fyziky (BINP) v Novosibirsku. LUE–200 je neutronové dělo s oxidovou termokatodou o průměru 12 mm. Katoda je napájena pomocí 200 kV pulzního transformátoru. Jako anoda je zde stěna vakuové komory s otvorem o průměru 43 mm. Tento otvor je obklopený rámem z nerezové oceli.



Urychlovací systém byl také zhotoven v BINP. Při zkouškách bylo průměrné elektrické pole 35 MeV na jeden metr a maximální hodnota byla 45 MeV/m. Urychlování je rozděleno na dvě části.

Terč v této sestavě je vyroben ze slitiny wolframu, která má tvar válce o průměru 40 mm a délce 100 mm. Je uzavřen do hliníkové nádoby o průměru 160 mm a délce 200 mm. Vnitřní částí hliníkové nádoby cirkuluje destilovaná voda, která zde má funkci moderátoru. Výška hladiny vody dosahuje do výšky 50 mm hliníkové nádoby. Rozměry byly optimalizovány pomocí simulace za pomoci metody Monte Carlo [9], [10].

Celým návrhem a realizací se zabývala Frankova laboratoř neutronové fyziky v SÚJV. Výstavba projektu začala v roce 2008 a dokončena byla v 2013. V současné době je zařízení mimo provoz z důvodu poruchy.

## NICA

Projekt NICA(Nuclotron–based Ion Collider fAcility) je realizován v Laboratoři vysokých energií v SÚJV, Dubna. Přestavba je realizována na stávajícím urychlovači Nuclotron. Po dokončení bude zařízením možné urychlovat těžké ionty s energií 1–4,5 GeV, protony bude možné urychlovat s energií 5–12,6 GeV a deuterony s energií 2–5,8 GeV. Při urychlování protonů bude počet protonů na svazek, při energii 12 GeV,  $1,5 \cdot 10^{10}$ . Srážky částic budou probíhat na různých místech. Obvodní kruh pro urychlování částic bude kolem 500 m. Magnety v urychlovači mají v současné době magnetickou intenzitu 2 T, ale z důvodu nově vystaveného okruhu budou magnety muset mít magnetickou intenzitu 4 T [11]. Projekt NICA se začal realizovat v roce 2010 a jeho dokončení je plánováno na rok 2019.

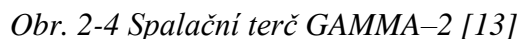
### 2.3.1.2 Sestavy spalačních terčů v SÚJV

Ve Spojeném ústavu jaderných výzkumů v Dubně se pracovníci zabývají studiem produkce a transportem neutronů v modelových sestavách spalačních terčů. Sestavy jsou umístěny na urychlovačích Nuclotron a Fázotron. V Laboratoři jaderných problémů na oddělení Jaderné spektroskopie a radiochemie pracuje část kolaborace, která nese název Energie a Transmutace radioaktivního odpadu (E+T RAW) [12]. Anglický název tohoto projektu je Energy and Transmutation of Radioactive Waste. Skupina byla založena koncem devadesátých let minulého století. Členové této skupiny jsou zaměstnanci SÚJV a dalších vědeckých pracovišť z 9 zemí. Skupina do současné doby pracovala se čtyřmi spalačními terči, jejichž názvy jsou GAMMA–2, GAMMA–3, Energie+Transmutace a *QUINTA*. Do budoucna se plánuje zrealizovat další spalační terč BURAN.

## GAMMA–2

Projekt GAMMA–2 byl jedním z prvních spalačních terčů sestavených v SÚJV, který byl používán k experimentálnímu výzkumu.

Tento projekt byl zaměřen na studium rozložení energie sekundárních částic produkovaných v olověném terči. Ozařování bylo prováděno na urychlovači Nuclotron v rozsahu energií 1–5 GeV. Sestava byla umístěna v Laboratoři vysokých energií. Experimentální zařízení se skládá z olověného terče o průměru 80 mm a 200 mm dlouhého, který je obklopen 6ti centimetrovou vrstvou parafinového moderátoru. Aktivační vzorky byly umístěny na vnějším povrchu moderátoru. Vzorky byly po ukončení ozařování přepravovány do spektroskopické laboratoře a měřeny na germaniových polovodičových detektorech vysokým energetickým rozlišením [13]. Schéma tohoto zařízení je znázorněno na Obr. 2-4. V současné době se toto zařízení již nepoužívá.



Sestava GAMMA-3, neboli Gamma M-D<sup>3</sup> se skládá z olověného terče válcového tvaru, který je umístěn v masivním grafitovém moderátoru. Grafitový moderátor je ve tvaru kvádrů. Průměr terče je 8 cm a délka 60 cm. V grafitovém moderátoru jsou umístěny čtyři grafitové válce s různými průměry, ve kterých jsou vyvrtané otvory pro umístění měřených vzorků. Celý moderátor je sestaven z 25 grafitových cihel. Moderátor má celkové rozměry: výška 110 cm, šířka 110 cm a délka 60 cm. Tato kompletní sestava slouží ke studování transmutaci radioaktivních izotopů v intenzivním poli moderovaných neutronů [14], [15]. GAMMA-3 byla naposledy použita v roce 2012.

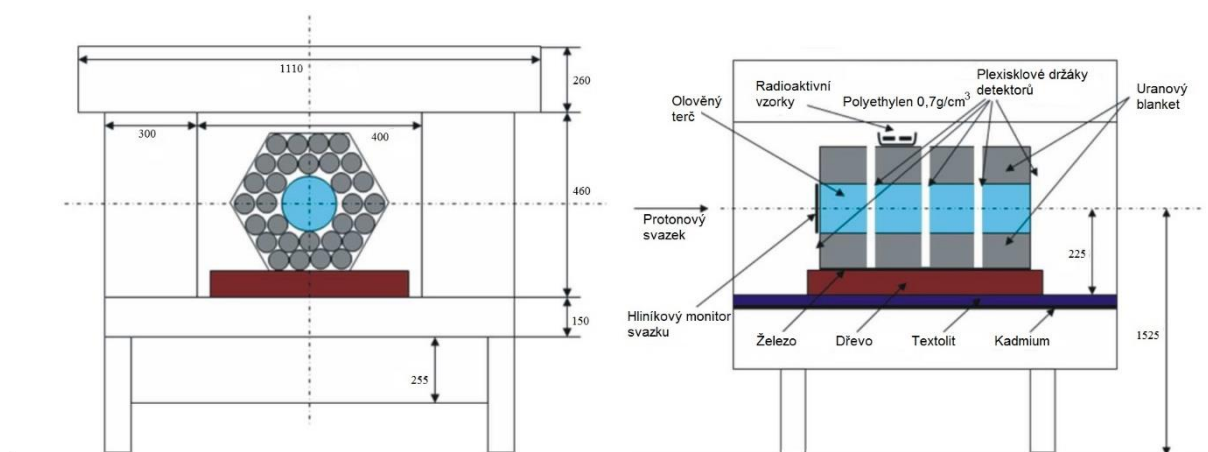
Experimentální zařízení (E+T) bylo sestrojeno experimentům na Synchrofázotronu a Nuklotronu. Zařízení je malý experimentální modul typu terč-blanket, který byl určený ke studii systémů ADS. E+T se skládá z olověného terče o průměru 84 mm. Jeho délka je 480 mm a hmotnost 43 kg. Terč je obklopen uranovým blanketem. Blanket se měl původně skládat z 9 sekcí, ale nakonec byly sekce pouze 4. Každá sekce obsahuje 30 palivových tyčí o průměru 36 mm, délka tyčí je 104 mm. Tyče jsou hermeticky uzavřeny v hliníkovém obalu o tloušťce 1 mm. Váha jedné tyče je 1,72 kg a každá sekce váží 51,6 kg. Celková hmotnost blanketu z přírodního uranu je 206,4 kg. Jednotlivé sekce jsou vloženy do šestiúhelníkových kovových nádob, které mají tloušťku plechu 6 mm. Sestava je položena na dřevěné desce a plechu. Deska má tloušťku 68 mm a plech je tlustý 4 mm. Celé zařízení je během ozařování vloženo do dřevěného boxu. Na stěnách dřevěného boxu je 1 mm tlustý plech z kadmia. Sestava E+T je odstíněna olověnými cihlami. Konečná velikost stínícího boxu je 1000 x 1110 x 1125 mm<sup>3</sup>. Celá sestava je umístěna na pojízdném podvozku, který se nachází na kolejích. Celková hmotnost soustavy je 950 kg. Tento spalační terč je znázorněn na Obr. 2-5.



Mezi jednotlivé sekce jsou během experimentu vloženy desky se vzorky. Vstupní část je zakryta monitorovacími foliemi. Monitorovací folie jsou umístěny i desítky centimetrů před vstupem do terče. Těmito foliemi se zjišťuje intenzita svazku z urychlovače.

Projekt a experimentální programy byly zaměřeny na:

- Získání dat o množství vyrobeného tepla a koeficientu zesílení energie;
- Měření neutronového toku a charakteristiky terče uran–olovo v závislosti na typu a energii iontového svazku;
- Získání experimentálních dat o účinnosti přeměny s aktinidů dlouhým poločasem rozpadu aktinidů;
- Získávání potřebných informací pro další testování [2], [16].

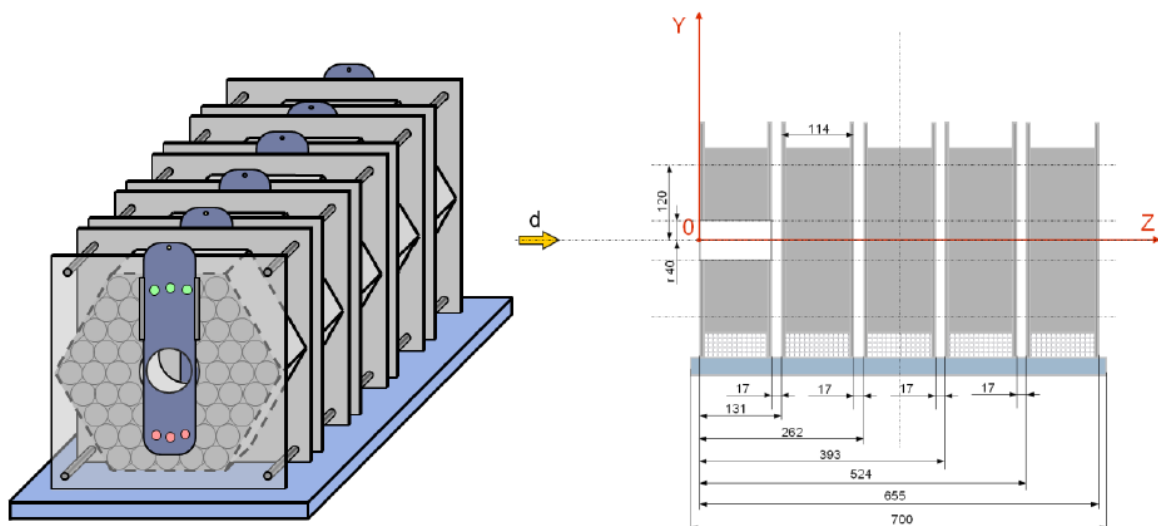


Obr. 2-5 Spalační terč Energie+Transmutace [2]

Toto zařízení bylo používáno do roku 2009, následně bylo nahrazeno sestavou s označením *QUINTA*.

## *QUINTA*

Spalační terč *QUINTA* je nástupcem sestavy Energie+Transmutace. Sestava se začala používat v roce 2009. Zařízení se skládá z terče z přírodního uranu. Modul terč–blanket se skládá z pěti sekcí. Každá část je dlouhá 114 mm. Mezi jednotlivými sekcemi jsou mezery o délce 17 mm. Do těchto mezer jsou umísťovány speciální hliníkové desky, na kterých jsou připevněny vzorky. Celková hmotnost modulu terč–blanket je 540 kg, z toho je hmotnost přírodního uranu 512 kg. Jednotlivé sekce jsou uzavřeny v hliníkových nádobách šestihranného tvaru. Tloušťka hliníkových desek je 5 mm. Na přední a zadní část jsou přidělané hliníkové desky o rozměru 350 x 350 mm<sup>2</sup>, tloušťka této desky je 5 mm. Uran je zapouzdřen v hliníkovém pokrytí ve formě tyčí. Tloušťka stěn tyčí je 1 mm. V první části jich je 54. Průměr tyčí je 36 mm, délka tyče je 104 mm váží 1,72 kg. Celková hmotnost první sekce je 92 kg. Zbylé čtyři oddíly jsou složeny z 61 tyčí o hmotnosti 105 kg. Délka celé sestavy je 700 x 350 x 350 mm<sup>3</sup>. Spalační terč je ze všech šesti stran obklopen olověnými cihlami o šířce 100 mm. Délka celé sestavy je 900 mm. V první sekci se nachází otvor pro průchod svazku o průměru 80 mm a olověném stínění je otvor o rozměrech 150 x 150 mm<sup>2</sup> [17]. Uranový spalační terč *QUINTA* je znázorněn na Obr. 2-6.

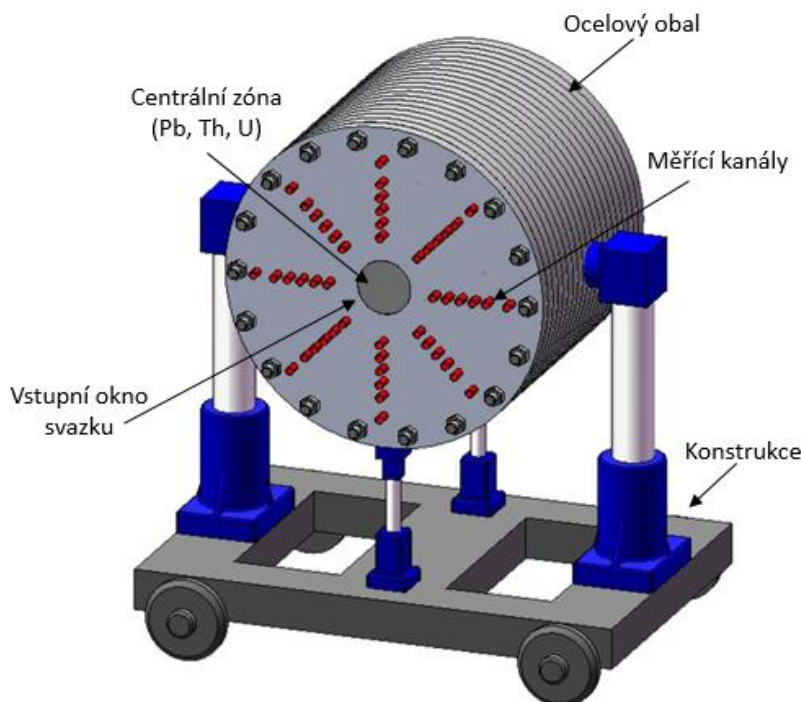


Obr. 2-6 Uranový spalační terč QUINTA [17]

## BURAN

Do budoucna je ve SÚJV Dubna připravován nový terč z ochuzeného uranu (0,3 %), který ponese název BURAN. Terč bude válcovitého tvaru s průměrem 1 200 mm a délkou 1 000 mm. Hmotnost ochuzeného uranu bude 20 tun. Ochuzený uran bude umístěn v ocelové konstrukci o šířce 100 mm. Z přední strany v olověném stínění bude otvor o průměru 200 mm. Tento otvor bude sloužit pro přívod protonového svazku. Vzorky budou rozmístěny po celém průměru terče. Návrh terče Buran je uveden na Obr. 2-7.

V uranovém blanketu bude 72 paralelních měřících kanálů, které budou rovnoběžné se středovou osou. Kanály se budou nacházet ve vzdálenosti 140 mm, 180 mm, 220 mm, 260 mm, 300 mm, 340 mm, 380 mm, 420 mm, 460 mm a 520 mm od středové osy. Dále jsou tyto pozice rozmístěny po celém průměru s úhlem  $40^\circ$ . V každém měřícím kanálu je 20 měřících pozic. První pozice je vzdálena 25 mm od počátku uranového terče, další pozice budou 50 mm od předchozí. Po dokončení spalačního terče budou prováděny experimenty na urychlovačích Nuclotron a Fázotron [17].



Obr. 2-7 Sestava BURAN [17]

### 2.3.1.3 Podkritické zařízení Dubna (SAD)

Projekt SAD byl jedním z plánovaných projektů v Laboratoři jaderných problémů v SÚJV Dubna. Mělo se jednat o experimentální zařízení, které by bylo založené na principu ADS. Tento projekt měl využívat urychlovač Fázotron s energií 660 MeV s podkritickým MOX blanketem složeným z urano–plutoniového paliva. Terč v sestavě byl plánován jako vyměnitelný. Byly plánovány tři typy terčů z olova, wolframu a směsi olovo–bismut.

Nominální tepelný výkon blanketu byl plánován na 1520 kW při výkonu svazku 0,5 kW. Při maximálním protonovém proudu  $3,2 \mu\text{A}$ . Intenzita protonového svazku při maximálním zatížení byla plánována na  $1,997 \cdot 10^{13}$  protonů·s<sup>-1</sup> s frekvencí 250 Hz [18].

Pro realizaci tohoto projektu měla být postavena nová budova, do které by byl přiveden svazek. Plány na realizaci projektu SAD byly kompletně zhotoveny. Bohužel roku 2005 vypukl na urychlovači Fázotron požár. Z tohoto důvodu zůstal projekt pouze v papírové podobě a v současné době se neplánuje jeho realizace.

### 2.3.2 Světové projekty

V této části kapitoly jsou popsány některé světové projekty, které se zabývají spalačními reakcemi, popřípadě ADS. Některé z projektů již byly realizovány a část se plánuje v budoucnu uvést do provozu.

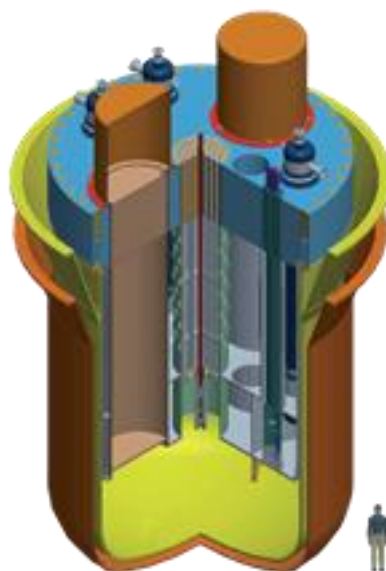
#### 2.3.2.1 YALINA

Projekt YALINA začal ve městě Minsk v Bělorusku v roce 1997. Projekt byl unikátní v tom, že umožňoval studovat vlastnosti podkritických systémů. Tento podkritický reaktor měl nulový výkon a byl řízen neutronovým zdrojem. Energie tohoto zdroje byla 14 MeV. Užitečné zkušenosti

byly získány z programu teoretických a experimentálních výzkumů prováděných od roku 2001. Terč produkující spektrum tepelných neutronů se nachází ve středu reaktoru. Podkritický blanket byl poskládán kolem středového terče. Je naplněn  $\text{UO}_2$  s 10 % obohacením  $^{235}\text{U}$ . Brzy na to začalo zařízení těžit ze spolupráce s ostatními evropskými zeměmi. V roce 2005 se k výzkumu oficiálně připojila americká Argonne National Laboratory. Po vzniku této spolupráce se zájem skupiny zaměřil na výpočty, postupy a provozování projektů s ADS technologií. V roce 2008 tento projekt YALINA skončil [19], [20].

### 2.3.2.2 MYRRHA

V současné době jedním z největších projektů využívajících ADS technologii je projekt MYRRHA. Název tohoto projektu pochází s anglického názvu „Multi-purpose hYbrid Research Reactor for High-tech Application“ a jedná se o ADS systém. Belgické výzkumné centrum SCK–CEN vzniklo v roce 1952 a sídlí ve městě Mol. Toto centrum pracuje již několik let na konstrukci zařízení pro víceúčelové ozařování, které by mělo nahradit stávající reaktor BR2, který je v provozu od roku 1962. Palivo v reaktoru je MOX složené z  $\text{UO}_2$  a  $\text{PuO}_2$ . Reaktor může pracovat v kritickém i podkritickém stavu. Výkon podkritického stavu je 65–100 MWt. Výkon kritického modelu je nad 100 MWt. Energie lineárního urychlovače protonů je 600 MeV a proud je 4mA. Terč a chladio je z těžkého kovu olovo–bismut. Toto palivo bylo zvoleno z důvodu jeho nízké teploty tání, 123 °C. Při ostřelování olověného jádra protony o energii 1 GeV vzniká 25 neutronů na jeden proton. Při energii 660 MeV se počítá s 13 neutrony na 1 proton. Projekt MYRRHA bude mít široké uplatnění, bude možné studovat transmutaci radioaktivního odpadu (dlouhožijící radioizotopy na krátkožijící nebo stabilní izotopy), přispěje k vývoji rychlých olověných reaktorů a umožní produkci radioizotopů pro průmyslové a medicínské aplikace. Tento projekt byl spuštěn roku 1997 a jeho ukončení je plánováno k roku 2025. Náklady na postavení tohoto zařízení se odhadují na 960 milionů eur [21], [22]. Model reaktoru MYRRHA je uveden na Obr. 2-8.



Obr. 2-8 Reaktor MYRRHA [21]

### 2.3.2.3 Spalační neutronový zdroj (SNS)

Anglický název tohoto experimentu je „Spallation Neutron Source“. Jedná se o výzkumné zařízení, které produkuje pulzní neutronový svazek o vysoké intenzitě. Výstavba tohoto projektu trvala od roku 1999 do roku 2006 a nachází se v Oak Ridge, USA

Záporně nabitě vodíkové ionty jsou produkovány prostřednictvím iontového zdroje. Ionty jsou vstřikovány do lineárního urychlovače, který je urychluje na patřičnou energii. Vstřikovaný iontový paprsek má energii 2,5 MeV. Lineární urychlovač urychluje iontový paprsek na hodnotu 1 GeV. Protony jsou v urychlovači řazeny do svazků a uvolňovány z urychlovače pomocí tří dalších lineárních urychlovačů. První dva urychlovače „drift – tube Linac“ a „coupled – cavity Linac“ jsou vyrobeny z mědi a jejich provozní teplota odpovídá pokojové teplotě. Paprsek je možné urychlit na 200 MeV. Zbylé zrychlení je dosaženo třetím urychlovačem vyrobeným z niobových dutin. Tyto dutiny musí být chlazeny na teplotu 2 kelviny pomocí kapalného helia. Diagnostické prvky poskytují velké množství informací o paprsku. To zajišťuje bezpečné vstřikování do protonového akumulátorového prstence, ze kterého ostřelují terč 60 krát za sekundu. Na materiál terče a zároveň chladiwa je použita kapalná rtuť. Po nárazu vysoko–energetického protonu do jádra rtuti, se uvolní průměrně 20 až 30 neutronů. Tyto neutrony se moderují dvěma způsoby. Voda neutrony zmoderuje na úroveň tepelných neutronů, zatímco vodík až na chladné neutrony ( $E_T=20$  K) [23]. Na Obr. 2-9 je znázorněn areál projektu SNS.



Obr. 2-9 Projekt SNS [23]

### 2.3.2.4 Evropský spalační zdroj (ESS)

Zkratka pochází z anglického názvu „European Spallation Source“ (ESS). Začátek výstavby tohoto projektu byl plánován ve Švédsku roku 2014. V roce 2019 by měl být otevřen a v roce 2025 plně uveden do provozu. V tomto projektu je zapojeno 17 států Evropy, včetně České republiky. Z informací vyplývá, že se bude jednat o zatím nejsilnější zdroj neutronů na světě. Energie lineárního urychlovače bude 2,5 GeV a proud 50 mA. Jeho špičkový výkon by měl dosahovat až 125 MW. Chlazení urychlovače by mělo být prováděno pomocí helia. Protony vzniklé ionizací vodíku, jsou zrychleny v lineárním urychlovači na rychlost téměř se rovnající rychlosti světla a následně se střetávají s nukleony ve wolframovém teči. Tento neutronový zdroj bude možné kromě výzkumu a průmyslu také použít ve zdravotnictví a ke studiu vesmíru [24]. Na Obr. 2-10 je uveden návrh tohoto projektu.





*Obr. 2-10 Návrh projektu ENS [24]*

Významný projekt zabývající se využitím thoria jako hlavního paliva se nazývá Energetický zesilovač. Princip Energetického zesilovače se podobá principu využití ADS. Tento projekt bude podrobněji popsán v kapitole 4.6.2.

V současné době jsou zkoumány a vyvíjeny nové technologie supravodivých urychlovačů. Ve výzkumném centru v LANCE v Los Alamos je plánována modernizace urychlovače protonů. Lineární urychlovač dříve urychloval částice protonů na energii 800 MeV. Modernizací by měla zvýšit energii protonů na hodnotu 3 GeV při špičkové hodnotě proudu 30 mA. Popis inovace systému je popsán v [24]. V současnosti je urychlovač mimo provoz z důvodu pravidelné údržby a přestavby. Do provozu bude podle časového plánu postupně uveden v polovině června roku 2015 [24]. Pokud bude tato rekonstrukce úspěšná, zvýší se možnost využití ADS systémů.

### 3 VYHOŘELÉ JADERNÉ PALIVO

V každé jaderné elektrárně vzniká jako vedlejší produkt jaderný odpad. Ten je podobě vyhořelého jaderného paliva (VJP). To je nutné po době strávené v bazénu vyhořelého paliva a meziskladu, převézt a najít způsob, jak s palivem dále zacházet. Jednou z možností je úložiště VJP. Další způsob je jeho přepracování v závodech na přepracování VJP. V poslední dobou se uvažuje nad možností jaderné transmutace VJP.

#### 3.1 Úložiště vyhořelého jaderného paliva

VJP z jaderných reaktorů tvoří méně než 1 % objemu všech jaderných odpadů na světě, avšak obsahuje přes 90 % veškeré radioaktivity. Jeden reaktor s výkonem kolem 1000 MW produkuje ročně kolem 30 tun vyhořelého paliva [25]. V České republice vzniká ročně téměř 100 tun vysoceaktivního VJP [26]. VJP má vysokou hustotu, představuje objem jen asi 5 m<sup>3</sup>. Palivo vyjmuté z reaktoru obsahuje stále ještě 95 % nespotřebovaného uranu, z toho 1 % štěpného <sup>235</sup>U a 1 % štěpného izotopu plutonia <sup>239</sup>Pu. Ostatní štěpné produkty, zbylých 5 %, které v palivu vznikají a dnes je považujeme za odpad, tedy představují jen asi 1 500 kg. Významný podíl radioaktivity nesou mezi těmito štěpnými produkty cesium <sup>137</sup>Cs a stroncium <sup>90</sup>Sr, oba s poločasem rozpadu kolem 30 let [25].

V důsledku radioaktivního rozpadu vyhořelé palivo postupně ztrácí radioaktivitu a četné radioizotopy přecházejí na neaktivní prvky, jejichž oddělení z odpadu by mohlo mít do budoucna své uplatnění. Mezi tyto prvky patří například platina, ruthenium, rhodium, paladium a stříbro [25].

Osud VJP je v této době jedním z největších problémů pro současnou energetiku. V dnešní době se nabízejí dvě možná řešení tohoto problému. První řešení je umístit jej do konečného úložiště, tato varianta je levnější. Dražší variantou je přepracování VJP. Než nastane rozhodnutí, jak dále s vyhořelým palivem nakládat, míří vyhořelé palivo do příslušných meziskladů, kde může strávit 40–50 let [25].

V následujících odstavcích je rozepsáno rozdělení radioaktivních odpadů a jejich následná možnost přepracování.

##### 3.1.1 Rozdělení radioaktivního odpadu

Jaderná elektrárna produkuje při svém provozu tepelnou a elektrickou energii, ale i radioaktivní odpad. Nejedná se pouze o VJP, ale také různé druhy kapalin a materiálů, které přišli do styku s radionuklidy. Vyhořelé palivo obsahuje štěpné produkty a aktinidy, tudíž stále produkuje teplo. Radioaktivní odpad se kvalifikuje podle Mezinárodní agentury pro atomovou energii (anglická zkratka – IAEA) podle aktivity a dále vytváří podskupiny podle produkce tepla při rozpadu v úložišti a poločasu rozpadu.

Základní dělení rozděluje radioaktivní materiály do tří skupin:

- Nízkoaktivní odpad;
- Středněaktivní odpad;
- Vysoceaktivní odpad.

Dělit odpad je také možno podle poločasu rozpadu, na odpad s dlouhým poločasem rozpadu, nebo s krátkým poločasem rozpadu [27].

### 3.1.1.1 Nízko (LLW) a středně (ILW) aktivní odpad

Odpady s krátkým poločasem rozpadu mají omezené množství radionuklidů. Tyto odpady vyžadují silnou izolaci. Materiály je možno skladovat v povrchových úložištích. Nízkoaktivní odpady zahrnují radionuklidy s krátkým poločasem rozpadu, ale vyšší aktivitou. Také obsahují radionuklidy s delším poločasem rozpadu, ty ale mají aktivitu na nízké úrovni.

Odpady se střední dobou aktivity se vyznačují dlouho aktivními radionuklidy. Potřebují vyšší míru zabezpečení než u úložišť LLW. U středněaktivního odpadu není zapotřebí brát v potaz, během jejich skladování a následné likvidace, odvod tepla. Středně-aktivní odpad může obsahovat radionuklidy s dlouhým poločasem rozpadu, které vyzařují i alfa záření. Z důvodu velikosti aktivity vyžaduje uložení těchto odpadů hloubky v řádu desítek metrů. Středněaktivní odpad se vyznačuje maximální dávkou, která je 2 mSv [27], [28]. U nízkoaktivních a středněaktivních odpadů je doba, po kterou je nutné oddělit odpad od biosféry, tři sta až pět set let [26].

V současné době se upřednostňuje dělení tohoto odpadu do skupin s krátkým a dlouhým poločasem rozpadu.

#### **Odpad s krátkým poločasem rozpadu**

Odpad s krátkým poločasem rozpadu obsahuje nízkou koncentraci radionuklidů s dlouhým poločasem rozpadu, nebo obsahuje radionuklidy s poločasem rozpadu kolem 30 let. Konstrukce úložišť vychází z bezpečnostních norem. Rozsah konstrukcí je od povrchových výsypek, přes inženýrsky řešené objekty až po úložiště v hloubce několik desítek metrů [28].

#### **Odpad s dlouhým poločasem rozpadu**

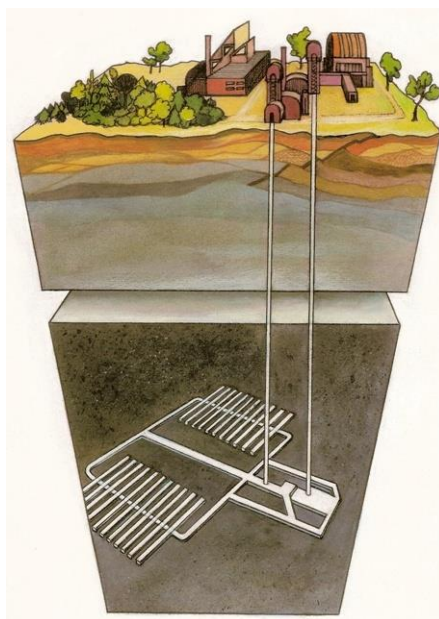
Pokud odpad obsahuje vyšší množství radionuklidů s vyšším poločasem rozpadu, je nutná větší izolace od okolí. Toho se může zpravidla dosáhnout hlubinnými úložišti několik set metrů hlubokých.

Rozdíl mezi odpadem s krátkým a dlouhým poločasem rozpadu je definovaná závisle na úrovních koncentrace, protože tolerovatelné limity koncentrací závisí na konkrétních způsobech odpadového hospodaření a na vlastnostech obsažených radionuklidů. V současné době je limitní hodnota pro povrchové ukládání  $4000 \text{ Bq} \cdot \text{g}^{-1}$  alfa zářičů s dlouhým poločasem rozpadu [27], [28].

### 3.1.1.2 Vysoceaktivní odpad (HLW)

Odpady s vysokou aktivitou obsahují krátké i dlouhé radionuklidy. Ty mají vysoké množství tepla, které generují po dobu stovek let. Doba aktivity vysoceaktivních materiálů bývá desítky tisíc let [25]. Tento fakt je zapotřebí brát v úvahu při návrhu jejich úložišť. Tyto odpady se dávají do hlubinných úložišť několik set metrů hluboko. Úroveň aktivity se pohybuje v rozmezí  $5 \cdot 10^4$ – $5 \cdot 10^5 \text{ TBq} \cdot \text{m}^{-3}$ . V úložištích se tepelná prahová hodnota uvažuje  $2 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-3}$  [27], [28]. Rozložení skladu pro vysoceaktivní odpad je uvedeno na Obr. 3-1.





Obr. 3-1 Hlubinné úložiště jaderného odpadu [27]

## 3.2 Přepřacování vyhořelého jaderného paliva

Jedna z dalších možností, jak nakládat s VJP je jeho přepřacování. Pojem přepřacování vyhořelého jaderného paliva se objevuje již od 40. let dvacátého století. Evropě mezi nejznámější závody na přepřacování VJP patří závody La Hague a Marcoule, které se nachází ve Francii, dále Sellafield ve Velké Británii, Krasnojarsk a Majak v Rusku. Z použitého paliva, které obsahuje plutonium, je možné přepřacovat a vyrábět z něho nové palivo. Toto palivo se označuje zkratkou MOX – Mixed Oxide (směs oxidů uranu).

### 3.2.1 Palivo MOX

Zkratka MOX představuje název, jak již bylo řečeno, Mixed Oxide (směs oxidů). Je to poměrně nové palivo, které je vyrobené z přepřacovaného jaderného paliva. První zmínka o tomto palivu byla již v roce 1963, ale jeho komerční využití nastalo až v 80. letech minulého století. V roce 2014 se palivo MOX používalo ve 40 reaktorech pouze v Evropě a dalších 10 reaktorů je v Japonsku [29]. V těchto reaktorech je zhruba 30 % paliva typu MOX. V budoucnu se plánuje zvýšit obsah paliva na 50 %. Palivo MOX se v reaktorech používá asi ve 2 % z celosvětové roční spotřeby. Palivo se skládá ze směsi  $\text{UO}_2 + \text{PuO}_2$ , plutonium v této směsi je získáváno, buď z lehkovodních reaktorů, nebo z jaderných zbraní, které byly vyrobeny v minulosti [30].

Izotop  $^{239}\text{Pu}$  se v reaktoru štěpí a vytváří téměř stejné množství energie jako  $^{235}\text{U}$ . Při štěpení  $^{239}\text{Pu}$  je získáno kolem jedné třetiny energie, která je dosažena z celkového štěpení. Obsah plutonia ve vyhořelém palivu závisí na stupni vyhoření paliva v reaktoru. Hodnota plutonia se pohybuje kolem 1 % VJP, z toho je asi 50 %  $^{239}\text{Pu}$ .

V tomto stadiu je VJP přepřacováno. Po transportu paliva do závodu na přepřacování jsou palivové tyče rozděleny na menší části. Dále jsou od sebe chemicky odděleny uran a plutonium. Plutonium se nachází ve formě  $\text{PuO}_2$ , který se smíchá s ochuzeným uranem (0,2 %) ve formě  $\text{UO}_2$ . Sloučením vznikne palivo MOX, ve kterém je 7 %  $\text{PuO}_2$ . Takového množství  $\text{PuO}_2$  v palivu MOX má téměř stejné vlastnosti jako  $\text{UO}_2$  s obohacením 4,5 %. Štěpné produkty jako  $^{137}\text{Cs}$  a  $^{90}\text{Sr}$  jsou vitrifikovány. Zbylé kovové díly z palivových článků jsou ukládány jako středněaktivní

radioaktivní odpad. Z jedné tuny použitého jaderného paliva vzniká přibližně 115 kg vysoceaktivního odpadu [31], [32].

### Specifické vlastnosti paliva MOX

- Vyšší absorpce tepelných neutronů;
- Nižší podíl zpožděných neutronů;
- Nižší účinnost regulačních a řídících prvků;
- Vyšší provozní teplota;
- Vyšší obsah aktinidů v ozářeném palivu;
- Vyšší výkon zbytkového tepla.

V současné době je největším komerčním výrobcem paliva MOX francouzská firma AREVA. V letech 1996-2014 AREVA vyrobila celkem 4000 palivových článků s palivem MOX. Na toto množství bylo zpracováno přes 13 000 tun použitého paliva a více než 130 tun plutonia. Jen ve Francii je v současné době 24 reaktorů, které mají licenci na používání paliva MOX. Toto palivo vyrobí ve Francii 10 % elektřiny vyprodukované jaderné energie [33].

V Tab. 3-1 je seznam současných a budoucích závodů na přepracování VJP, které se zabývají komerční výrobou paliva MOX.

*Tab. 3-1 Seznam společností zabývajících se výrobou paliva MOX [31]*

Země	Společnost	Místo	t/rok
Francie	AREVA NC	Marcoule	195
Indie	DAE Nuclear Fuel complex	Tarapur	50
Japonsko	JARA	Tokai-Mura	5
	JNFL	Rokkasho-Mura*	130
USA		Savannah River**	100
Pozn.	*v provozu od 2016, ** v provozu od 2018		

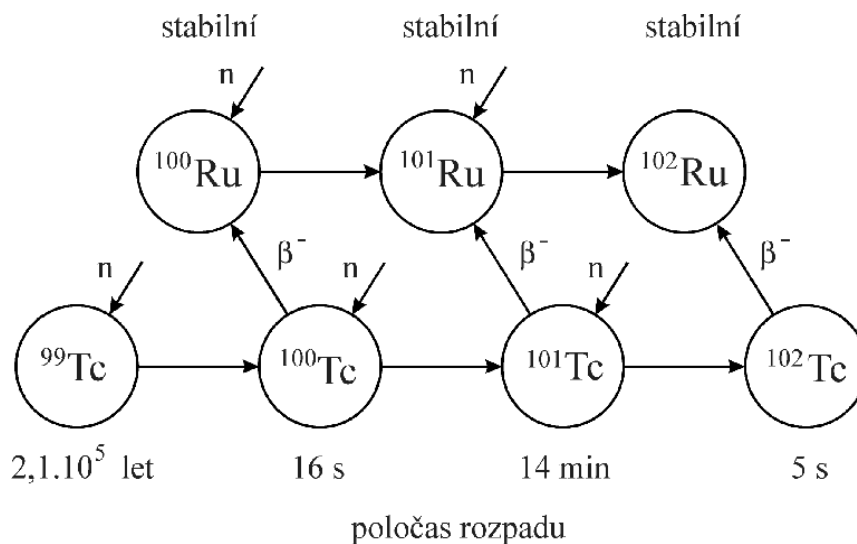
### 3.3 Využití vyhořelého paliva pomocí ADS

V posledních letech se vyskytuje v jaderných elektrárnách problém, který má společného jmenovatele. Tímto jmenovatelem je VJP. V každém reaktoru vzniká během štěpení velké množství radioaktivních jader, která mohou představovat potenciální riziko pro životní prostředí. Jedná se o produkty, které vznikly při štěpných reakcích a transurany vznikající zachytem neutronů v uranu nebo transuranu a následným  $\alpha$  nebo  $\beta$ -rozpadem [34]. Vyjmuté palivo z reaktoru obsahuje ještě 95 % možné nevyužité energie. V současné době se toto palivo ukládá do hlubinných úložišť, nebo je možnost přepracování, jak bylo zmíněno v předchozích bodech této kapitoly.

V posledních letech nastává významný pokrok v několika důležitých oblastech, zejména pak ve vývoji nových urychlovačů a možnostech jejich širokého využití, v materiálové oblasti jaderných zařízení a v separačních metodách, podstatně přispěl k vážným úvahám o reálnosti zneškodňování jaderných odpadů na bázi jejich jaderné transmutace [35]. S použitím transmutace se sníží množství vysoce radioaktivních odpadů v úložištích. Při transmutaci VJP bude vyráběna elektrická energie.

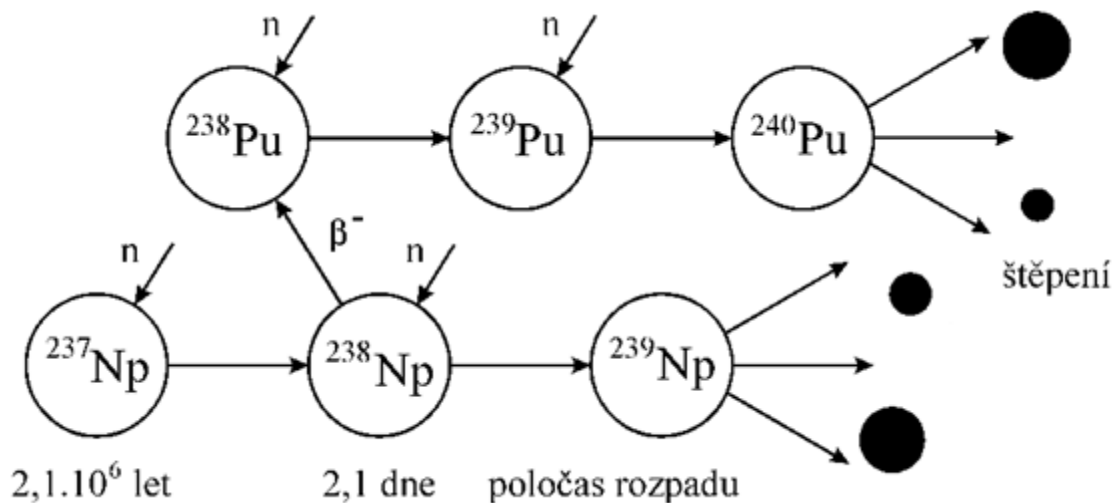
Jaderná transmutace je proces, ve kterém dochází k přeměně atomového jádra. K této změně dochází buď samovolně, nebo vnějším zásahem. V případě štěpných produktů je transmutace uskutečňována záchytem neutronu s možností  $\beta^-$  rozpadu. Záchyt neutronů probíhá tak dlouho, dokud nejsou přeměněny nuklidy nestabilních jader s dlouhým poločasem rozpadu na jádra stabilní nebo s krátkým poločasem rozpadu. Poločas rozpadu stabilních prvků se pohybuje řádově ve stovkách let.

Postup jednoho kroku transmutace je následující. Jádro  $(Z, A)$  zachytí neutron, vznikne nové jádro  $(Z, A+1)$ , které je  $\beta^-$  radioaktivní a rozpadá se na jádro  $(Z+1, A+1)$  [35]. Schéma transmutace  $^{99}\text{Tc}$  na  $^{100}\text{Ru}$  je uvedeno na Obr. 3-2.



Obr. 3-2 Schéma transmutace  $^{99}\text{Tc}$  [35]

V reaktoru se mohou vyskytovat těžká jádra aktinidů, u kterých není žádný izotop stabilní. V tomto případě se pojmem transmutace rozumí záchyt neutronu s následným štěpením. Záchyt neutronu bude probíhat do doby, než se vytvoří nuklid s poměrně vysokým průřezem štěpení. Transmutace těžkých jader může probíhat dvoustupňovou transmutací. Ta se například vyskytuje u jádra  $^{237}\text{Np}$ . Jádro zachytí neutron a změní se na  $^{238}\text{Np}$ , které se po interakci se sekundárním neutronem, ještě před procesem  $\beta^-$ -rozpadu rozštěpí [35]. Tento proces je znázorněn na Obr. 3-3.



Obr. 3-3 Schéma dvojestupňové transmutace  $^{237}\text{Np}$  [35]

Pro názornou ukázkou je v Tab. 3-2 uvedena roční produkce radionuklidů v běžném tlakovodním reaktoru o výkonu 1000 MWe [35]. Radionuklidy v tomto seznamu by mohly být v budoucnu transmutovány. Nebezpečná radioaktivní jádra se produkují v jaderném reaktoru dvěma způsoby. Při štěpení jádra  $^{235}\text{U}$  v klasických reaktorech a  $^{239}\text{Pu}$  v rychlých reaktorech vznikají produkty štěpení.

Tab. 3-2 Roční produkce plutonia a dalších vyšších aktinidů v tlakovodních reaktorech 1000 MWe [35]

Nuklid	kg/rok	Poločas rozpadu [rok]	Počet atomů/rok [10 <sup>25</sup> ]
$^{238}\text{Pu}$	4,52	88	1,13
$^{239}\text{Pu}$	166	$2,4 \cdot 10^4$	41,6
$^{240}\text{Pu}$	76,7	$6,6 \cdot 10^3$	19,2
$^{241}\text{Pu}$	25,4	14,4	6,4
$^{242}\text{Pu}$	15,5	$3,8 \cdot 10^5$	3,9
$^{237}\text{Np}$	14,5	$2,1 \cdot 10^6$	3,66
$^{241}\text{Am}$	16,6	432	4,13
$^{242}\text{Am}$	0,022	141	0,30
$^{243}\text{Am}$	2,99	$7,4 \cdot 10^3$	0,73
$^{243}\text{Cm}$	0,011	28,5	0,17
$^{244}\text{Cm}$	0,58	18,1	0,13
<b>Celkem</b>	<b>322,823</b>		<b>81,35</b>

Efektivní spalování VJP v klasických tlakovodních reaktorech je poměrně problémové. Hlavní důvodem je nedostatečná hustota neutronů v tlakovodních reaktorech, aby mohlo docházet k efektivní transmutaci některých jader. Dalším je nutnost dodržet v úzkém intervalu hodnot složení materiálu v aktivní zóně reaktoru (poměr štěpného a neštěpného materiálu), aby bylo možné bezpečně řídit štěpnou řetězovou reakci. Posledním je skutečnost, že v klasických reaktorech se používají tepelné neutrony s velmi nízkou energií. Tepelné neutrony jsou sice velmi vhodné pro štěpení  $^{235}\text{U}$ , který se v těchto reaktorech využívá, ale nejsou optimální pro řadu reakcí štěpících transurany. K vytvoření vhodného prostředí pro jadernou transmutaci VJP je zapotřebí velmi intenzivní vnější zdroj neutronů. Pro vytvoření takového zdroje by mohly být takzvané tříštivé reakce protonů a lehkých jader s těžkými jádry [36]. Vznik této reakce je možné získat pomocí urychlovačem řízených transmutačních technologií.

### 3.3.1 Systémy ADS s palivovým kulovým ložem

Jedním z dalších možných řešení, jak nakládat s VJP je systém s palivovým kulovým ložem (PBT). Tento systém je podkritický a chlazený heliem. Jako moderátor je použit grafit. Ten se používá jako obal paliva v palivu TRISO, které vytváří palivové lože. Palivo TRISO má v podobu malých kuliček, které se skládají z několika vrstev. Uprostřed kuličky je radioaktivní materiál, většinou uran. Střední vrstva je tvořena křemíkovo–uhlíkovou směsí a vnější vrstva je tvořena pouze z grafitu. V tomto projektu je TRISO palivo umístěno v pyrolytickém grafitovém obalu. Poloměr obalu je 3 cm a tloušťka obalu 5 mm. Systém je udržován v kritickém stavu urychlovačem protonů o energii 380 MeV a proudu do 10 mA. Tepelný výkon je 10 MW. Palivo může obsahovat i plutonium a minoritní aktinidy. Celá studie je podrobně popsána v [37].

## 4 MOŽNOSTI VYUŽITÍ THORIA V JADERNÉ ENERGETICE A ADS

Cílem této kapitoly je základní nastínění použití thoria v jaderné energetice. Dále je zde porovnán thoriový palivový cyklus s uranovým palivovým cyklem. V jednom z posledních bodů je popsáno použití thoriového palivového cyklu v jednotlivých druzích reaktorů, včetně ADS.

### 4.1 Použití thoria

Při současné výrobě a spotřebě elektrické energie v klasických reaktorech je odhadovaná zásoba přírodního uranu zhruba na 100 let. Pokud by se v jaderné energetice začalo využívat thorium v rychlých množivých reaktorech, nebo v reaktorech na principu tekutých solí, je možné dobu využití jaderné energetiky zvýšit ze 100 let až na 15 000 let. Využívání thoriového palivového cyklu, by mohlo omezit zneužití jaderné energetiky pro výrobu jaderných zbraní, protože v tomto cyklu vzniká plutonium v minimálním množství [38].

Thorium je přirozeně se vyskytující, mírně radioaktivní kov, který se vyskytuje v mnoha státech po celém světě. V přírodě se objevuje v 3 až 4 krát větší míře než přírodní uran. Thorium bylo objeveno švédským chemikem J. J. Berzelieusem v roce 1828. Nejčastěji se thorium vyskytuje ve vzácné zemině monazitu, který obsahuje až 12 % fosfátu thoria, průměrně to bývá 6–7 %. Montazit se vyskytuje ve vyvřelých horninách a celosvětové zásoby tohoto nerostu se odhadují na 12 milionů tun. Zhruba 8 milionů tun je usazeno v minerálních pískách na jižním a východním pobřeží Indie. V Tab. 4-1 je podle agentury IAEA seznam kontinentů se známými zásobami thoria. Seznam 10 zemí, které mají největší zásoby, se nachází v Tab. 4-2. Zatím neexistuje žádná mezinárodní norma pro klasifikaci zdrojů thoria, toto je jen porovnání ke vztahu k uranu a zdrojů vzácných zemin [39], [40].

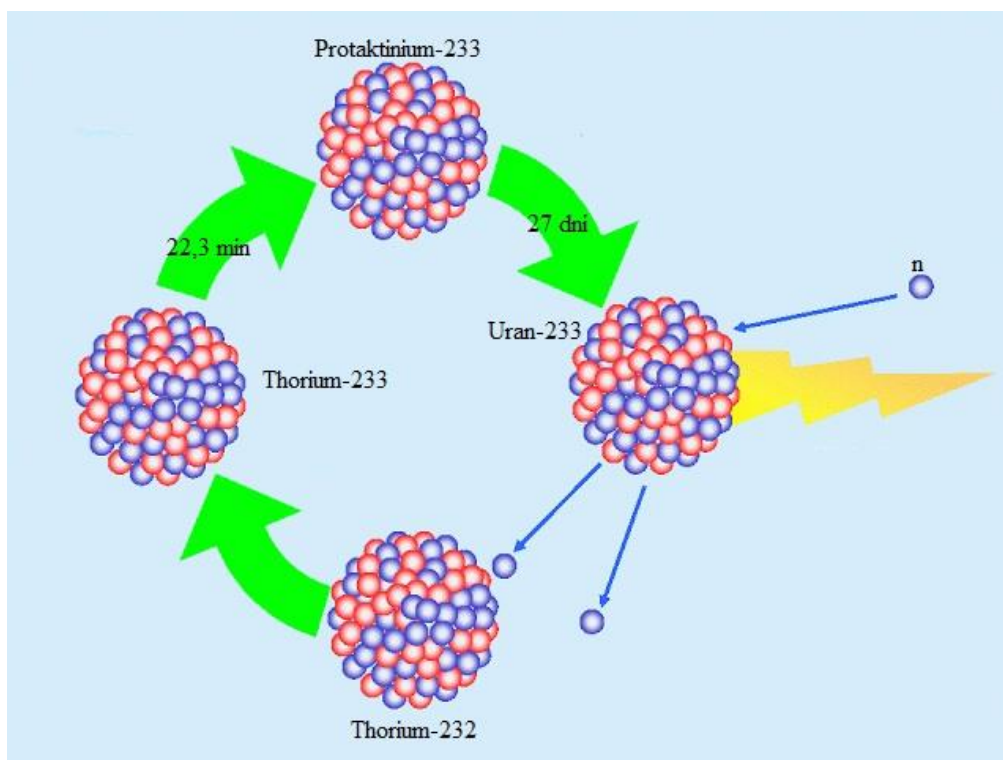
Tab. 4-1 Světové zásoby thoria [41]

Kontinent	Zásoby Th [t]
Afrika	649 000
Amerika	1 898 300
Asie	2 529 500
Austrálie	532 000
Evropa	946 000
<b>Celkem</b>	<b>6 554 800</b>

Tab. 4-2 Významné zásoby thoria jednotlivých států [41]

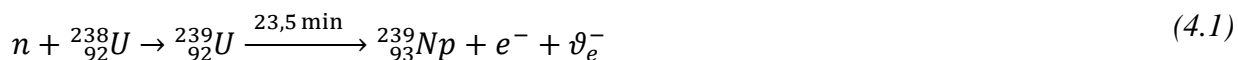
Stát	Zásoby Th [t]
Egypt	380 000
Jižní Afrika	148 000
USA	770 000
Brazílie	632 000
Venezuela	300 000
Rusko	150 000
Indie	846 500
Čína	100 000
Turecko	344 000
Norsko	320 000

Thorium je charakteristické stříbrným lesknoucím povrchem. Po kontaminaci se vzduchem pomalu šedne, až zcela zčerná. Při hoření má zářivou až bílou barvu. Oxid thoria začíná tát až při 3300 °C. Na rozdíl od přírodního uranu, který obsahuje 0,7 % štěpného  $^{235}\text{U}$ , přírodní thorium má jediný izotop, který se vyskytuje v zemské kůře. Jedná se o izotop  $^{232}\text{Th}$ . Tento izotop má sudý počet neutronů a proto jej nelze štěpit neutrony s nízkými energiemi. Záchytem neutronu tak lze rozštěpit pouze liché izotopy těchto prvků, které mají lichý počet neutronů. Tyto izotopy se označují jako štěpné. Sudé izotopy se označují jako štěpitelné. Aby mohly být využity jako palivo v tepelných reaktorech, musí se změnit na izotopy s lichým počtem neutronů, které jsou štěpné. U thoria se jedná o reakci, kde izotop  $^{232}\text{Th}$  zachytí neutron. Po té se s poločasem rozpadu 22,3 minut přemění rozpadem beta na izotop  $^{233}\text{Pa}$  a poté s poločasem rozpadu téměř 27 dní na izotop  $^{233}\text{U}$ . Tato přeměna je znázorněna na Obr. 4-1.



Obr. 4-1 Přeměna  $^{232}\text{Th}$  na  $^{233}\text{U}$  [42]

Tento izotop uranu je dlouhožijící s poločasem rozpadu větším než sto tisíc let. Má lichý počet neutronů, je tedy štěpný a lze jej použít jako palivo pro jaderné reaktory. Problémem je relativně dlouhý poločas rozpadu  $^{233}\text{Pa}$ . Ten je o řád vyšší, než poločas rozpadu  $^{239}\text{Np}$ , které je součástí přeměny  $^{238}\text{U}$  na  $^{239}\text{Pu}$ . Rovnice přeměny  $^{238}\text{U}$  na  $^{239}\text{Pu}$  je znázorněna níže. Protaktinium má zároveň velkou pravděpodobnost záchytu neutronu. Při tomto záchytu vznikají izotopy, které se neštěpí. Pro vznik štěpného  $^{235}\text{U}$  z protaktinia-233 musí být dosaženy záchyty dva. Vzniklé protaktinium tak intenzivně pohlcuje neutrony bez štěpení, které pak chybí v systému pro uskutečnění řetězové reakce [39], [40], [43].



V počátcích jaderné energetiky byl velký zájem o výzkum thoriového paliva a obecně vývoj palivového cyklu, který by doplnil uranový cyklus. Thoriový palivový cyklus je důležitý

především země, které mají omezené zásoby uranu a počítají s jadernou energetikou jako s dlouhodobým zdrojem energie. Byla prokázána možnost využití thoriového palivového cyklu ve vysoko-teplotních plynem chlazených reaktorech (HTGR), v lehkovodních reaktorech (LWR), těžkovodních tlakových reaktorech (PHWR), v rychlých množivých reaktorech chlazených tekutým kovem (LMFBR), nebo v rychlých množivých solných reaktorech (MSBR). Počáteční nadšení z thoriového cyklu postupně opadlo díky novým objevům uranových rud [43].

## 4.2 Porovnání Thoria a Uranu jako paliva v reaktorech

Thorium je štěpitelné pouze rychlými neutrony. Pro započítání štěpné řetězové reakce musí být  $^{232}\text{Th}$  nejdříve štěpeno štěpným  $^{233}\text{U}$ , pro začátek této reakce je v reaktoru zapotřebí velké množství  $^{233}\text{U}$ . Dále už může být thorium samostatně využíváno jako palivo v jaderném reaktoru. Naopak výhodou tohoto paliva je, že z čistého thoria nevzniká materiál na výrobu jaderných zbraní [38].

Oxid thoričitý je chemicky stabilnější a má vyšší odolnost proti radiačním poškozením než oxid uraničitý. Rychlost uvolňování produktů štěpení u  $\text{ThO}_2$  je řádově 10x nižší než  $\text{UO}_2$ . Z důvodu vyšší tepelné vodivosti a koeficientu roztažnosti má  $\text{ThO}_2$  lepší tepelné vlastnosti než  $\text{UO}_2$  [43].

Jedním z důležitých kritérií je dostupnost a cena jednotlivých paliv. Běžným palivovým U/Pu cyklům nemohou konkurovat cykly thoriové. Nedávné průzkumy ukázaly známé přírodní zásoby kvalitní uranové rudy, které mohou být ekonomicky těženy za 260 \$/kgU. Tyto známé zásoby uranu jsou při současném počtu reaktorů dostačující na dobu cca 100 let. Bohužel z důvodu výstavby nových reaktorů v Číně a Indii bude tato doba výrazně snížena. Tento důvod může obnovit zájem po thoriových cyklech. Nicméně, v současné době nákup uranové rudy představuje pouze 10 % z celkové ceny elektrické energie, tudíž je tento cyklus velmi ekonomický. Pro možné zavedení thoriového cyklu by muselo nastat rapidní zvýšení cen uranové rudy [38].

Problémem u uranových cyklů je možnost potenciálního šíření materiálu na výrobu jaderných zbraní, který vzniká jako vedlejší produkt. Tato skutečnost představuje jednu z obav veřejnosti. Také může být jednou z hlavních překážek pro celosvětovou expanzi jaderné energie. Veřejné obavy ohledně potenciálu výroby jaderných zbraní v civilní jaderné energetice vedly k opuštění možnosti přepracování vyhořelého paliva v USA, bez ohledu na jeho potenciál ke zlepšení jaderného palivového cyklu. Kvůli strachu ze šíření jaderných zbraní je trendem vyvinout nové typy reaktorů, které díky svým vlastnostem znemožní produkovat materiál na výrobu jaderných zbraní.

### 4.2.1 Thoriový palivový cyklus

Využití thoria v jaderné energetice je možné pouze s možností přeměny štěpitelného  $^{232}\text{Th}$  na štěpný  $^{233}\text{U}$ . Následné využití je možné dvěma způsoby, první možností je otevřený palivový cyklus bez chemického oddělení  $^{233}\text{U}$ . Druhou možností je uzavřený palivový cyklus, ve kterém se současně produkuje a štěpí  $^{233}\text{U}$  bez přepracování vyhořelého thoria a separace  $^{233}\text{U}$ .

#### Otevřený palivový cyklus

Otevřený palivový cyklus se nezabývá chemicky složitými procesy a jinými komplikacemi spojenými s přepracováním vysoceaktivního paliva na bázi  $^{233}\text{U}$ . Příkladem využití thoria v otevřeném cyklu je koncept lehkovodního reaktoru Radkowsky [45]. Podstatou je správná koncepce sestavení paliva. Reaktor se skládá z centrální zóny, která je tvořena štěpným materiálem



(středně obohacený uran nebo plutonium) a z blanketu, který se skládá z thoria. Centrální zóna se mění častěji než v klasických reaktorech. Oddělení jádra od blanketu a optimalizace moderátoru vede k dlouhé kampani výměny paliva (900 až 2600 dní, při efektivním plném výkonu pro jádro a blanket). Při provozu je možné využívat až 40 % energie ze štěpení  $^{233}\text{U}$ . Další důvod k využití thoria v otevřeném palivovém cyklu je možnost spalování plutonia, které bylo dříve využíváno pro vojenské účely. Další možností je využití thoria v reaktorech VVER–1000. Jako palivo se používá mix thoria a oxidu plutonia, které obsahuje 5 %  $\text{PuO}_2$ , které je potřebné ke spuštění štěpné reakce. Vyloučením uranu jako štěpného materiálu dochází k vyššímu spalování plutonia než při použití standardního paliva MOX [43].

### Uzavřený palivový cyklus

Přepřipování vyhořelého paliva a oddělení  $^{233}\text{U}$  z thoria jsou nezbytné kroky v uzavřeném palivovém cyklu. Je možné využít lehkodvodních reaktorů, ve kterých je směs paliva ve formě thoria a oxidu plutoničitého pro přeměnu  $^{233}\text{U}$ . Pro recyklování takto vzniklého  $^{233}\text{U}$ , který se vytvořil v lehkodvodních reaktorech, je důležité znát kolik se vytvořilo  $^{232}\text{U}$  z  $^{233}\text{U}$ . Recyklování je možné provést dvěma způsoby.

První možností je nashromáždění  $^{232}\text{U}$  v  $^{233}\text{U}$  palivových cyklech. Druhou možností je použití přepřipovaného uranu. Možnost pracovat s ochuzeným uranem umožňuje poměrně jednoduchý přechod na thoriový palivový cyklus s minimálními úpravami technologií výroby elektrické energie a manipulace s vyhořelým palivem v reaktoru. Bohužel použití ať už ochuzeného, nebo přepřipovaného uranu v kombinaci s  $^{233}\text{U}$  už není čistý thoriový cyklus. Dále recyklace  $^{233}\text{U}$  s  $^{232}\text{U}$  nevyužívá hlavní výhody thoriového palivového cyklu. Pokud se využije celý energetický potenciál thoria, vyloučí se výroba plutonia a minimalizuje se radiotoxicita umístěných odpadů. Nahrazení reaktorového paliva  $^{235}\text{U}$  za  $^{233}\text{U}$  u VVER–1000 by způsobilo změnu teploty vody a posun koeficientu reaktivity do pozitivní oblasti. Na druhou stranu záměna plutonia za  $^{235}\text{U}$  způsobuje změnu teploty a posun koeficientu reaktivity do negativní oblasti. Z tohoto důvodu je možné kombinovat plutonium a  $^{233}\text{U}$ , tak aby byly splněny požadavky na bezpečnost s ohledem na teplotu a koeficient reaktivity [43].

#### 4.2.1.1 Rychlé množivé reaktory

Pro udržení stabilního průběhu štěpné řetězové reakce v rychlých množivých reaktorech je nutné dosáhnout stálého množství neutronů v reaktoru. Součet počtu pohlcených neutronů a neutronů uniklých ze systému, musí být stejný jako počet neutronů vzniklých při štěpení. V rychlých reaktorech neutrony nejsou zpomalovány, proto mají velmi malou pravděpodobnost záchytu a následného štěpení. Pro dostatečný počet neutronů je potřeba mnohem větší počet štěpných reakcí než u klasických tlakovodních reaktorů. Vyšším stupněm obohacení paliva a mnohem větší hustotou neutronů je možné dosáhnout stejného počtu štěpení. Rychlé reaktory tak musí pracovat s vyšší hustotou neutronů a vyšším obohacením štěpného izotopu. Vyšší hustota neutronů také umožňuje mít větší počet záchytů neutronů štěpitelným izotopem se sudým počtem neutronů, z tohoto důvodu je efektivnější transformace budoucího paliva. Je možné obložit jádro reaktoru blanketem, který je složen pouze z  $^{238}\text{U}$  nebo  $^{232}\text{Th}$ . Tímto obložením se produkuje daleko více štěpného materiálu, než samotný reaktor spotřebovává. Z tohoto důvodu se tomuto typu reaktoru říká množivý. Tato vlastnost je nejdůležitější vlastností rychlého reaktoru [39], [40].

#### 4.2.1.2 Lehkovodní reaktory

Možnost využívání thoria jako paliva pro lehkodvodní reaktory, byla podrobně studována v roce 1980 v Brazílii a Německu. Úkolem bylo navrhnout efektivní možnost recyklace plutonia a

uranu. Studie ukázala nižší spotřebu uranu. Tento program byl ukončen roku 1988. Zkušební pokusy ozáření thoria byly prováděny v Německu. Palivo thorium – oxid plutonia (Th–MOX) je vyvíjeno norskými vědci, ti zastávají názor, že se jedná o nejsnáze dosažitelnou formu čerpání energie z thoria. Toto palivo by bylo možné použít ve stávajících reaktorech, které získávají energii ze stávajícího paliva U–MOX. Experiment Th–MOX paliva probíhá ve výzkumném reaktoru v Haldenu v Norsku od roku 2013. Palivo je ve formě pelet obsahující 10 % štěpného oxidu plutonia. Palivo Th–MOX by mělo zaručit vyšší bezpečnost, než je to u paliva U–MOX a je to z důvodu větší tepelné vodivosti a vyššího bodu tání.

Takzvaný Radkowsky thorium design je založen na heterogenní koncepci přizpůsobené pro reaktory typu VVER. Obohacený  $^{235}\text{U}$  (20 %) nebo plutonium se vloží do středu reaktoru, kde zůstává devět let, ale část jader je vyhořelých za pouhé tři roky. Konstrukce palivových tyčí ve středové části je převzata z ruských námořních reaktorů. Evropské programy podporují výzkumy pro využití thoria pro lehkovodní reaktory. Byly provedeny tři různé zkušební ozáření na palivech thorium–plutonium, včetně zkušebního pinu vloženého do reaktoru na 4 roky, během kterého bylo dosaženo vyhoření kolem 38 GWd/t [39].

#### 4.2.1.3 Solné množivé reaktory (MSR)

První reaktor na bázi roztavených solí (MSR) byl zkonstruován v roce 1954 v americkém Oak Ridge National Laboratory (ORNL) pro využití ve vojenském letectví. Výkon reaktoru byl 2,5 MW a jako štěpný materiál bylo použito thorium. Kolem roku 1955 se tehdejší ředitel ORNL Alvin Weinberg začal zabývat využitím thoria. Ústav ORNL v šedesátých letech minulého století pracoval na projektu s tekutým solným množivým reaktorem (MSBR), který používal thorium jako palivo. MSBR reaktor by používal jako štěpné palivo  $^{232}\text{Th}$  a transmutací ho přeměňoval na  $^{233}\text{U}$ . V roce 1976 se výzkum zaměřil na rychlé množivé reaktory (FMSR). Tento návrh se zabýval nízkoobohaceným  $^{235}\text{U}$  nebo  $^{233}\text{U}$ . Tento typ reaktorů pracuje s periodou odstranění nebo výměny paliva z grafitového moderátoru kolem 30 let.

Tento typ reaktorů má dobré bezpečnostní a provozní funkce. Jednou z nich je pasivní regulace teploty. Vysoký záporný koeficient teploty u MSR reaktorů znamená pasivní teplotní regulaci. Při vyšší generaci štěpných produktů se zvyšuje teplota chladiva. Tekutá sůl se tak roztahuje a zpomaluje štěpnou reakci. Snížení počtu štěpení způsobuje chladnutí tekuté soli, která okamžitě způsobuje zvýšení rychlosti štěpení. Reaktor tak samostatně automaticky reguluje teplotu při přehřátí.

Další výhodnou vlastností je nízký pracovní tlak. Většina MSR reaktorů pracuje na teplotě 650 – 750 °C, bod varu soli je kolem 1400 °C. Z tohoto důvodu reaktor může pracovat při atmosférickém tlaku a snižuje se tak riziko tlakové exploze. V lehkovodních reaktorech může dojít díky velkému tlaku k parní explozi, při které mohou uniknout do okolí radioaktivní látky v plynné formě. Při nehodě u MSR reaktorů dojde k vylití roztavené soli na podlahu, kde následně ztuhne. Z důvodu nižších nároků na těsnost jsou nádoby MSR reaktorů levnější.

Další výhodou je spalování aktinidů, nebo množení štěpného materiálu. Z tohoto důvodu není zapotřebí příliš mnoho nového štěpného materiálu. Reaktory typu MSR mohou být použity na spalování VJP, nebo na množení  $^{233}\text{U}$  z thoria. Všechny tyto možnosti jsou v současnosti zkoumány. Pokud nenastanou žádné problémy, jedna z možností reaktorů generace IV. jsou právě reaktory MSR.

## Návrhy MSR

Prvním typem je dvouokruhový tekutý fluorid-thorium reaktor (LFTR). Aktivní zóna se skládá z tekutého štěpného paliva v podobě  $^{233}\text{U}$  nebo  $^{235}\text{U}$ , které je uloženo v grafitovém moderátoru. Aktivní zóna je obklopena blanketem z thoria. Thorium je rozpuštěné ve směsi lithium–fluoridu ( $\text{LiF}$ ) a beryllium–fluoridu ( $\text{BeF}_2$ ). Při štěpení v centru aktivní zóny je neutrony ostřelován blanket, ve kterém se transmutuje  $^{232}\text{Th}$  na  $^{233}\text{U}$ .  $^{233}\text{U}$  je přenesen do aktivní zóny a jako blanket je přidáno nové thorium. Reaktory LFTR mají dvě oddělené smyčky. První smyčka nese ozářené thorium do rozpadové nádrže, kde je  $^{233}\text{U}$  převeden do vnitřního jádra. Druhé potrubí přenáší zahřátý  $^{233}\text{U}$  z vnitřního aktivní zóny do tepelného výměníku. Zde vzniká pára, která vstupuje do turbíny, roztočí ji a generuje elektrickou energii. Ochlazený  $^{233}\text{U}$  je veden zpět do jádra.

Dalším návrhem je jednookruhový systém s denaturovanými tekutými solemi (DMSR). Zařízení DMSR bylo navrhováno v druhé polovině sedmdesátých let minulého století. Denaturované štěpné palivo bylo zředěno nejméně z 80 %  $^{238}\text{U}$ , který produkoval nevhodnou část pro jaderné zbraně. DMSR je složen z nízkoobohaceného  $^{235}\text{U}$  a thoria v jedné tekutině. Neutrony v uranovém jádře jsou absorbovány do thoria, které je transmutováno na  $^{233}\text{U}$ . Neutrony jsou také absorbovány do  $^{238}\text{U}$  a transmutují štěpitelné  $^{239}\text{Pu}$ . Typ DMSR je navrhnout kontinuální výměnu paliva. Plynné štěpné produkty a vzácné kovy jsou průběžně odstraňovány, ale zbylé štěpné produkty jsou vráceny zpět. DMSR má mnohem větší účinnost než lehkovodní reaktory, až 40 %.

Výzkum MSR byl prováděn také v České republice. V rozmezí let 1997 až 2003 byl financován výzkum v jaderném výzkumném centru v Řeži. Projekt se zabýval návrhem Transmutačního reaktoru rozpuštěných solí (MSTR). Označení projektu bylo SPHINX (SPent Hot fuel Incinerator by Neutron fluX). V MSTR reaktoru je jako palivo použito plutonium vyjmuté z paliva lehkovodních reaktorů. Od roku 2004 do 2008 se SPHINX zabýval užitím thoria jako paliva v rychlých množivých MSR reaktorech, dále experimentální práci s materiály a termohydraulikou rozpuštěných solí [40], [42], [44].

### 4.2.2 Uranový palivový cyklus

Při používání jaderné energie je potřeba mít na mysli veškeré činnosti, které jsou spojeny s jaderným palivem, před jeho vložením do aktivní zóny reaktoru. Mezi přední fáze palivového cyklu patří těžba uranové rudy, její úprava, obohacení a výroba jaderného paliva. Po výrobě paliva následuje transport do jaderné elektrárny a jeho energetické využití v reaktoru. Následuje meziskladování vyhořelého paliva nebo jeho přepracování.

#### 4.2.2.1 Uranová ruda

Těžba uranové rudy se provádí buď povrchově, nebo hlubinně, povrchový způsob těžby narušuje a devastuje krajinu, hlubinný způsob je oproti povrchovému těžení finančně náročný. V dřívějších dobách byla těžba ekologicky náročná. V dnešní době má těžba uranu větší bezpečnostní i ekologická opatření. Nejvíce uranové rudy se těží v Kanadě, Rusku, Nigerii, Jihoafrické republice a v Austrálii. Tyto země vytěží 75 % celosvětové produkce uranové rudy. Podoba uranové rudy je vyobrazena na Obr. 4-2.

Vytěžená ruda je rozemleta a je vyluhována v roztoku kyseliny sírové. Po vysrážení se z roztoku získá koncentrát, kterému se díky jeho charakteristické žluté barvě přezdívá žlutý koláč. Ten se většinou konvertuje na plynný hexafluorid uranu  $\text{UF}_6$  [46].



Obr. 4-2 Uranová ruda [46]

#### 4.2.2.2 Obohacování uranu, transport a přepracování paliva

Většina reaktorů nedokáže pracovat s přírodně upraveným uranem, ten se proto musí obohatit. Obohacování se děje v obohacovacích závodech za použití různých postupů. Obohacený hexafluorid je následně transportován v kontejnerech do závodů na výrobu palivových článků.

V těchto závodech se zpracovává obohacený hexafluorid. Výsledným produktem je obohacený oxid uraničitý  $\text{UO}_2$ , ze kterého se vyrábí pelety o průměru přibližně 1,5 cm, které se obalí vhodným pokrytím a sestaví se do palivových článků [46].

Transport paliva se provádí ve speciálně upravených kontejnerech za příslušného dohledu státních orgánů.

Přepracování VJP se provádí v závodech na přepracování VJP. Postup přepracování byl vysvětlen v kapitole 3.2.

### 4.3 Výhody thoriového palivového cyklu

Současná poptávka po thoriu je jako po vedlejším produktu při těžbě vzácných zemin, dosud nebylo komerčně využito. Na rozdíl od uranu se těžené thorium skládá pouze z jednoho izotopu, který je možné dávat do tepelných reaktorů bez separování izotopů. Thorium má asi třikrát větší pravděpodobnost zachytu neutronu a produkci  $^{233}\text{U}$ , než  $^{238}\text{U}$ , toto je výhoda zejména u tepelných reaktorů. Při štěpení tepelných neutronů je průřez  $^{233}\text{U}$  srovnatelný s  $^{235}\text{U}$  a  $^{239}\text{Pu}$ . Poměr neutronů uvolněných na neutrony absorbované je v  $^{233}\text{U}$  dvojnásobný ve velkém rozsahu energií, včetně tepelného spektra. Díky tomuto může být thoriové palivo jako základ pro tepelné množivé reaktory. V závislosti na základním použitém procesu, vede thorium k větší produkci energie, která může být získána zpět z této dostupné a relativně levné energie. Vyhořelé palivo tak představuje daleko menší riziko při štěpení, než při jeho konečném ukládání. Vznik plutonia je riziko při používání uranu jako paliva. Zachytem neutronu může transmutovat  $^{238}\text{U}$  na  $^{239}\text{Pu}$ .

Thoriový palivový cyklus je atraktivní způsob, jak produkovat dlouhodobě jadernou energii s nízkou radiotoxicitou odpadu. Kromě toho, přechod na thoriový cyklus by mohl být proveden prostřednictvím spalování plutonia z vojenských nebo civilních zdrojů.

Vzhledem k jeho fyzikálním a chemickým vlastnostem zlepšuje výkon reaktoru.  $\text{ThO}_2$  má oproti  $\text{UO}_2$  vyšší bod tání, nízký koeficient tepelné roztažnosti, větší tepelnou vodivost a vykazuje větší chemickou stabilitu. Používáním thoria se omezí produkce radioaktivního odpadu.

$\text{ThO}_2$  je relativně inertní a neoxiduje na rozdíl od  $\text{UO}_2$ , který se snadno oxiduje na  $\text{U}_3\text{O}_8$  a  $\text{UO}_3$ . Proto dlouhodobé meziskladování a trvalé uložení v úložišti vyhořelého paliva je jednodušší bez problémů spojených s oxidací.

Vyrobený  $^{233}\text{U}$  je kontaminován  $^{232}\text{U}$ , thorium zabraňuje šíření jaderných materiálů a výrobě jaderných zbraní. Při rozpadu  $^{232}\text{U}$  vniká několik produktů, které emitují vysokoenergetické záření gama. Pokud se k  $^{233}\text{U}$  přidá  $^{232}\text{Th}$ , tak se zamezí vzniku  $^{232}\text{U}$  a dalších jeho štěpných produktů [39], [40], [43].

#### 4.4 Nevýhody thoriového palivového cyklu

Na rozdíl od uranu neobsahuje přírodní thorium žádné štěpné izotopy, aby bylo dosaženo kritičnosti, musí být přidán štěpný materiál. Obvykle se přidává  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  nebo  $^{239}\text{Pu}$ . Vysoká teplota tavení thoria komplikuje výrobu paliva. Lepší je mít fluorid thoria v roztavené soli, poté je jednodušší řízení reaktoru, oddělení nečistot a zpomalení nebo zastavení štěpné reakce.

V otevřeném palivovém cyklu je zapotřebí vyšší stupeň vyhoření k dosažení požadovaného neutronového toku. Lehkovodní reaktory mají problém s vyhořením  $\text{ThO}_2$ , potřebný výkon je 170 000 MWd/t. Dalším problémem je poměrně dlouhá doba, po kterou se  $^{232}\text{Th}$  transmutuje na  $^{233}\text{U}$ . Poločas rozpadu  $^{233}\text{Pa}$  je kolem 27 dnů. U  $^{239}\text{Np}$  je poločas rozpadu přes 2,3 dny. Důsledkem je velké množství  $^{233}\text{Pa}$  v palivu.  $^{233}\text{Pa}$  je významný absorbátor neutronů [39], [40], [43].

#### 4.5 Využití thoriového palivového cyklu v Indii

Poptávka po elektrické energii se v Indii velmi rychle zvyšuje, hrubá produkce v roce 2012 byla 3x větší než v roce 1990. V současné době se v uhelných elektrárnách vyrobí více než dvě třetiny elektrické energie, ale zásoby uhlí jsou omezeny. V roce 2013 bylo v Indii vytěženo 533 milionů tun uhlí a dovezeno 159 milionů tun. Spotřeba elektrické energie je v současné době 750 kWh na jednoho obyvatele, ale v roce 2050 se očekává nárůst až na 5000 – 6000 kWh.

Indie má poměrně malé zásoby uranu, ale za to má přístup k obrovským a snadno přístupným zdrojům thoria. Hlavním cílem je využití thoria jako paliva pro výrobu elektrické energie. Přechod na thoriový palivový cyklus by měl probíhat ve třech hlavních fázích. První fáze využívá klasické reaktory moderované těžkou vodou a klasické reaktory moderované lehkou vodou. Lehkovodní reaktory produkují kromě energie i poměrně malé množství  $^{239}\text{Pu}$  z  $^{238}\text{U}$ . V druhé etapě se začnou používat rychlé množivé reaktory spalující  $^{239}\text{Pu}$  a  $^{235}\text{U}$  s blanketem z  $^{232}\text{Th}$  a  $^{238}\text{U}$ , ve kterém se bude intenzivně produkovat  $^{233}\text{U}$  a  $^{239}\text{Pu}$ . Třetí fáze bude zahájena v době, kdy bude dostatek  $^{233}\text{U}$  a  $^{239}\text{Pu}$ . Začnou se s ní využívat pokročilé klasické reaktory s moderováním neutronů těžkou vodou. Ty budou obsahovat thorium a příměs  $^{233}\text{U}$  a  $^{239}\text{Pu}$  jako palivo. Thorium se bude při provozu transformovat na  $^{233}\text{U}$ , který bude sloužit také jako palivo. Dvě třetiny energie budou

produkovány z  $^{233}\text{U}$ , získaného z thoria přímo v reaktoru. Zbýlá třetina bude složena z  $^{233}\text{U}$  a  $^{239}\text{Pu}$ , které bude vyprodukováno v rychlých reaktorech [39], [40], [47].

#### 4.5.1 Výstavba reaktorů v Indii

Jak bylo zmíněno v předchozím odstavci, zhruba třetina  $^{233}\text{U}$  bude vyrobena v rychlých množivých reaktorech. V roce 2002 regulační orgán vydal povolení k zahájení výstavby prototypu rychlého množivého reaktoru v Kalpakkamu o tepelném výkonu 1250 MW a elektrickém výkonu 500 MWe. Předpokládaná účinnost reaktoru bude kolem 40 % a jako chladivo bude použit tekutý sodík. V Kalpakkamu již stojí dva reaktory, jejichž moderátor je těžká voda. Výstavba nového reaktoru začala v roce 2004 a očekává se, že bude v provozu v roce 2015. Reaktor bude pracovat s palivem MOX. Plutonium bude získáváno ze sousedních těžkovodních reaktorů. Blanket v tomto reaktoru bude z thoria a uranu, které se bude transmutovat na štěpný  $^{233}\text{U}$ , respektive plutonium. Tímto by měla Indie splnit fázi dvě a případně se připravit na využití obrovských zásob thoria, které se v Indii nacházejí.

Do roku 2020 je v plánech postavit celkem 4 rychlé množivé reaktory z celkem 6 plánovaných. Cílem těchto reaktorů bude zajištění dostatečného množství plutonia pro budoucí využití v pokročilých těžkovodních reaktorech. Životnost těžkovodních reaktorů se předpokládá okolo 40 let. Bohužel v nejbližších 15–20 letech Indie nebude schopná využívat thoriový palivový cyklus v plném rozsahu [39], [40], [47].

### 4.6 Využití thoria a ADS v energetice

O možnostech aplikovaného využití thoria jako paliva v jaderných reaktorech bylo zmíněno již v předchozích částech této kapitoly. Dále se tato kapitola bude zabývat využitím thoria v Energetickém zesilovači a ADS.

#### 4.6.1 Urychlovačem řízené systémy

Urychlovačem řízené podkritické systémy a thorium nabízí potenciálně významné výhody v thoriovém palivovém cyklu. Thoriový cyklus je možné provozovat ve dvou variantách. První varianta je otevřený, neboli průtočný systém a druhý systém je uzavřený. V thoriovém cyklu je možné minimalizovat radiotoxicitu radioaktivních odpadů. Systémy ADS budou pracovat v podkritickém režimu. Jako druhotný zdroj neutronů bude sloužit urychlovač. Terč bude z těžkého kovu a blanket bude z thoria a materiálu, který je možné transmutovat. Princip ADS byl popsán v kapitole 2.1.

#### 4.6.2 Energetický zesilovač

Jedním z návrhů, který využívá thorium jako hlavní typ paliva pro výrobu elektrické energie za minimální produkce radioaktivních odpadů je zařízení s názvem Energy Amplifier (EA). Návrh tohoto systému publikoval italský vědec, držitel Nobelovy ceny profesor Carlo Rubbia. Návrh byl proveden tak, aby bylo dosaženo maxima z pěti základních vytyčených cílů:

- Vysoká míra inherentní bezpečnosti;
- Minimální produkce dlouho žijících radionuklidů a z toho vyplývající nepotřebnost využívání hlubinného úložiště radioaktivního odpadu;
- Zabezpečení co nejnižší míry proliferace jaderných materiálů;

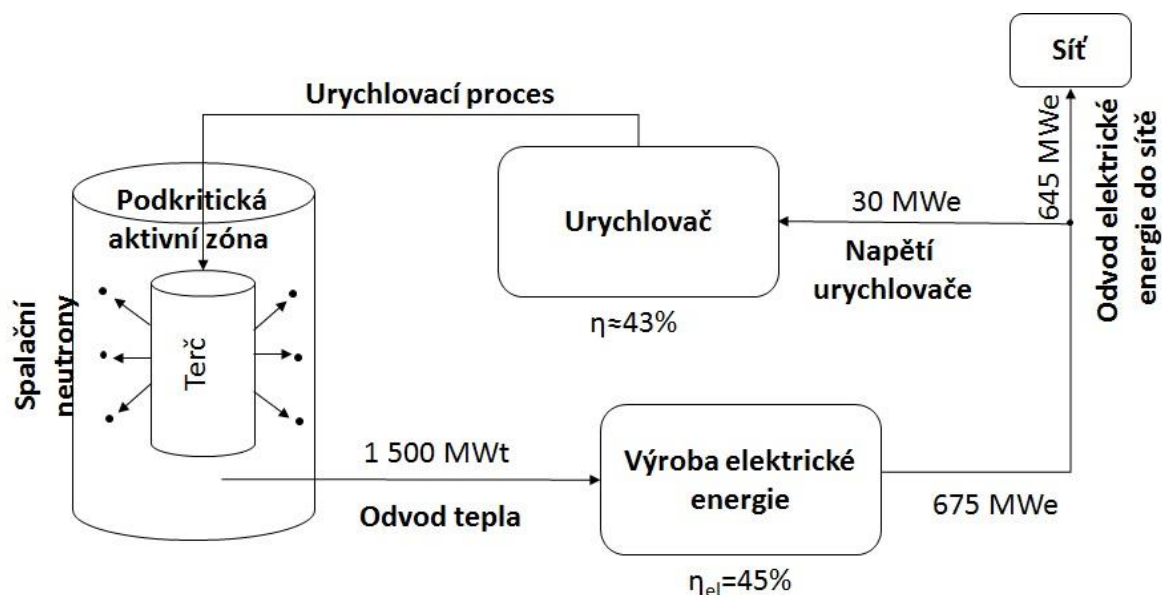
- Efektivnější využívání široce dostupného přírodního paliva než nutnosti jeho obohacování;
- Co nejnižší cena produkované elektrické energie a nejvyšší možná provozní teplota v porovnání s doposud používanými klasickými lehkovodními reaktory.

Primárním palivem projektu EA je přírodní thorium, které je po absolvování několika palivových cyklů kompletně využito. Aktinidy přítomné v palivu po ukončení palivového cyklu jsou znovu odvedeny do EA a slouží jako základ následujícího cyklu (podobně jako v případě rychlých množivých reaktorů). V porovnání se spotřebou paliva v klasických jaderných reaktorech je EA zhruba 250 krát účinnější.

Základní schéma EA se příliš neliší od ostatních projektů postavených na bázi urychlovačem řízených systémů. Třístupňový urychlovač je konstruován tak, aby zajišťoval protonový svazek o výkonu 10 – 15 mA o energii protonů 1 GeV. První stupeň skládající se z injektoru a dvou kompaktních isochronních cyklotronů urychluje protony ze 100 keV na 10 MeV, druhý stupeň – cyklotron se čtyřmi separátními sektory – urychluje svazek na 120 MeV, zatímco přídatný urychlovač (s deseti separátními sektory) – protony urychluje na požadovanou hodnotu 990 MeV.

Samotný EA se skládá z nádoby o průměru 6 metrů a výšce 30 metrů naplněné tekutým olovem. Vysoko-energetický svazek z urychlovače vstupuje vrchní částí nádoby a interaguje s olovem v blízkosti jádra. Teplo produkované jadernou kaskádou je odváděno čtyřmi tepelnými výměníky (každý je schopen odvést teplo 375 MW). Cirkulace olova v nádobě je zajišťována přirozenou konvekcí. Za účelem zajištění dostatečné cirkulace musí být teplotní gradient v aktivní zóně okolo 250 °C.

Palivo s materiálem určeným k množení jsou v aktivní zóně obsaženy ve formě pelet zapouzdřených do tenkých ocelových tyčí, které jsou spojeny do palivových souborů, tvořících výslednou palivovou mříž v hexagonálním uspořádání. Samotná aktivní zóna se skládá ze tří souměrných oblastí. První oblast (spalační terč) neobsahuje žádné palivo a je přirozeně zaplněna roztaveným olovem. V tomto objemu částice svazku interagují s olovem za vzniku primárních neutronů. Druhou oblastí je oblast s palivem a třetí je množivá oblast, zaplněnou s čistým přepracovaným ThO<sub>2</sub>. Nominální výkon zařízení EA je 1500 MW<sub>t</sub>, což vyžaduje 27,3 tun paliva. S elektrickou účinností 45 % se jedná o elektrický výkon 675 MW. Výkon pro provoz urychlovače odpovídá hodnotě 30 MWe, tudíž dodávaná hodnota výkonu do elektrické sítě je 645 MWe. Schéma tohoto systému znázorňuje Obr. 4-3.



Obr. 4-3 Principiální schéma Energetického zesilovače [48]

Vyhořívání průměrného jaderného reaktoru se pohybuje okolo 7 GW d/t přírodního uranu, zatímco v případě EA dosahuje až 100 GW d/t (středováno přes všechny palivové soubory), nejvíce exponované soubory dosahují vyhoření až 200 GW d/t. Operační teplota zařízení EA je závislá na požadované aplikaci, v základním designu je výstupní teplota olova okolo 600 °C. Pokud by zařízení produkovalo 1 GW elektrické energie za rok, bylo by zapotřebí 1,05 tun thoria.

Narozdíl od klasických tlakovodních reaktorů se „přepřacováním“ paliva nerozumí pouze separace nevyužitého uranu, plutonia a dalších aktinidů určených k trvalému uskladnění. V případě EA se přepřacováním rozumí separace štěpných produktů a po přepřacování může být palivo využito znovu. Někdy se místo přepřacování paliva též používá pojem regenerace paliva a tato procedura se skládá ze tří částí: První část se zabývá odebráním štěpných produktů s příliš vysokým účinným průřezem pro zachyt neutronů. V další části se přidá část thoria, která byla v předešlých cyklech spálena. V poslední části se obnoví mechanická pevnost ocelového povlaku, která byla během kampaně poškozena vysokým neutronovým tokem. Skladovány budou muset být pouze některé štěpné produkty s poločasem rozpadu okolo 500 let ( $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{90}\text{Y}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  atd.) a dlouho žijící produkty ( $^{129}\text{Y}$ ,  $^{99}\text{Tc}$ ,  $^{126}\text{Sn}$ ,  $^{135}\text{Cs}$ ,  $^{79}\text{Se}$ ). Naprostá většina aktinidů bude spálena v následujících palivových kampaních. Celková doba skladování bude okolo 500–700 let. K štěpným produktům a aktinidům se musí přičíst také produkty spalační reakce s olovem, které zůstávají v olovu, ale vzhledem k objemu olova jsou přítomny pouze v zanedbatelné koncentraci. Předběžné výpočty ukazují, že celková aktivita výše zmíněných radioaktivních odpadů je asi  $55 \cdot 10^{-5}$  menší než v případě klasických tlakovodních reaktorů. Další možností redukce aktivity štěpných produktů je jejich extrakce a vložení do neutronového pole v EA [48].

Studie [48] ukázala, že při použití „regenerace“ toriového paliva je možný realistický provoz zařízení na principu EA. V současné době se v CERNu připravuje experiment zaměřený na možnosti dalšího spalování štěpných produktů s vysokým účinným průřezem pro zachyt neutronů jejich vystavením neutronovému toku v oloveném difuzoru. Tyto a další pokusy jsou důležité pro samotnou budoucí konstrukci „Energy Amplifier Demonstration Facility“.



## 5 EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

Praktická část byla prováděna ve Spojeném ústavu jaderných výzkumů v Dubně, Rusko. V rozmezí od konce listopadu do konce prosince roku 2013 byl proveden již několikátý experiment skupiny E+T. Při experimentu byl ozařován spalační terč *QUINTA* deuterony, které při spalační reakci a při dělení produkují neutrony. Částice jednotlivých ozařování byly urychlovány pomocí urychlovače Nuclotron, který se nachází v Laboratoři vysokých energií. Tohoto experimentu se účastnilo mnoho vědeckých skupin z konsorcia E+T. Ti zde dlouhodobě pracují, nebo přijíždějí pouze na krátkodobý pobyt. V této kapitole je popis experimentální části, zhodnocení a porovnání jednotlivých výsledků diplomové práce.

### 5.1 Průběh experimentu

Příprava experimentů a jejich průběh je poměrně složitý proces, na který je potřeba se řádně připravit. V pár následujících odstavcích budou popsány nejdůležitější body, které se týkají každého experimentu. Jedná se hlavně o přípravu na ozařování, samotné ozařování, transport vzorků a jejich měření.

Jako první věc je potřeba vyřízení potřebné dokumentace a různých povolení, které umožní experimenty uskutečnit a po jejich ukončení transportovat radioaktivní materiál do spektroskopické laboratoře, kde jsou vzorky měřeny. Experimentální vzorky se měří pomocí germaniových polovodičových detektorů. Tento druh detektoru bude popsán níže. Detektory gama záření musí být před měřením dlouhou dobu chlazeny tekutým dusíkem. Dále musí být nastaveno správné rozlišení, počet kanálů (8192) a šířka v polovině výšky energetického píku. V poslední řadě je nutné znát, na jakém detektoru budou jednotlivé vzorky měřeny. Také je nezbytné nachystat platové držáky na vzorky.

Experimentální část začíná přivezením vzorků do Laboratoře vysokých energií, kde byly experimenty provedeny. Každá skupina připevní své vzorky na hliníkové desky, které se vkládají do zařízení *QUINTA*. Po upevnění všech vzorků, jsou jednotlivé pozice vzorků změřeny, zapsány a vyfotografovány. Poté mohou být odneseny do zařízení.

Při samotném ozařování není v hale se spalačním zařízením nikdo přítomen. Je to životu nebezpečné. Svazek a jeho intenzitu řídí operátoři urychlovače. Při ozařování se kontroluje celkový počet částic dopadlých na zařízení. Po dopadu potřebného počtu částic je experiment ukončen. Při ozařování je zapotřebí konstantní intenzita svazku. U urychlovače Nuclotron je toto velmi problematické, protože udržet stejnou intenzitu není jednoduché. Při experimentu občas dojde k výpadku magnetického pole na magnetech vývodu svazku, což znatelně ovlivňuje dobu ozařování.

Po skončení ozařování je hala dozimetricky prověřena a je možné vstoupit dovnitř. Ze spalačního terče jsou vyjmuty hliníkové desky se vzorky, které jsou sejmuty a vloženy do stínících kontejnerů. Dále jsou transportovány do druhého areálu, kde se nachází spektroskopická laboratoř YaSNAPP. Sejmutí a transport vzorků je v rozmezí 30 minut až jedné hodiny.

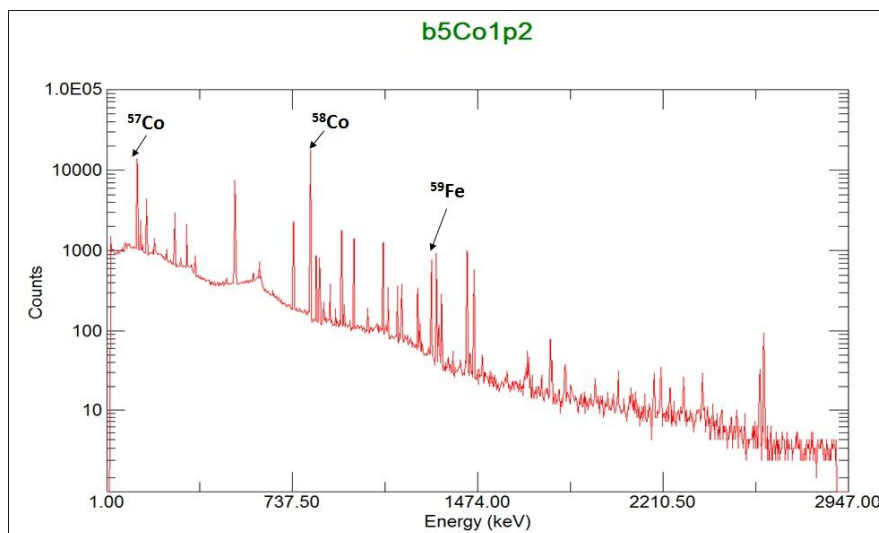
Ozářené vzorky jsou přivezeny do spektroskopické laboratoře. Zde jsou vyjmuty ze stínícího kontejneru a vyjmuty z obalů, ve kterých byly ozařovány. Tato činnost se provádí v rukavicích a za olověným stíněním, aby účastníci přišli v co nejmenší míře do styku s radiací. Rozbalené vzorky jsou vloženy do uzavíratelných plastových sáčků a připevněny na plastové držáky, na kterých bude probíhat jejich měření. Držáky s aktivovanými vzorky jsou dány na vybranou pozici, která je

v určité vzdálenosti od detektoru a je spuštěno měření. Pozice se volí podle mrtvé doby. Ta určuje časový interval od detekce jednoho kvanta, po kterou detektor není schopen detekovat další kvanta [49]. Při měření se dbá, aby mrtvá doba nepřekročila hodnotu 10 %. Vzorky jsou z počátku měřeny od doby 10 minut. Se zvyšujícím se časem od experimentu se zvyšuje i doba měření jednotlivých vzorků, které jsou měřeny až po jednotky dní. Doba měření a pozice jsou přizpůsobeny aktivitě jednotlivých vzorků, která klesá se zvyšujícím se časem od experimentu. Každý vzorek je měřen několikrát. Toto je z důvodu přesného poločasu rozpadu aktivačních produktů. V současné době jsou vzorky měřeny na šesti polovodičových detektorech. Čtyři detektory jsou značky ORTEC a zbylé dva značky Canberra. Měřená spektra jsou ukládána do čtyřech počítačů. Měření probíhá kontinuálně po dobu přibližně tří týdnů. Po ukončení experimentu jsou vzorky sejmuty z platových držáků a uloženy do bezpečnostních sejfů. Detektory jsou zapnuty a chlazeny po celý rok. Eliminují se tím možné problémy s funkčností, které by mohly nastat, pokud by byly detektory dlouhou dobu mimo provoz.

## 5.2 Zpracování dat

Před jakýmkoliv zpracováním je nutné změřit jednotlivé aktivované vzorky pomocí polovodičových detektorů. Všechna spektra jsou měřena a zapisována pomocí programu MAESTRO. Jednotlivé průběhy spekter jsou ukládány v binárním formátu v souborech \*.CHN. Naměřené spektrum je znázorněno na Obr. 5-1. Jedná se o spektrum vzorku číslo pět, který byl ozařován deuterony o energii 4 AGeV. Tento vzorek byl na v sekci 2 na pozici 0 mm od svazku částic. V obrázku jsou označeny píky plného pohlcení produktů některých nalezených reakcí. Zpracování naměřených spekter probíhá v následujících procedurách:

- Určení ploch jednotlivých píku;
- Vypočtení doby mezi koncem ozařování a začátkem měření;
- Odečet přírodního pozadí;
- Korekce na efektivitu;
- Korekce na samoabsorpci;
- Identifikace a přiřazení gama linek;
- Korekce na nestabilitu svazku;
- Určení reakčních rychlostí.



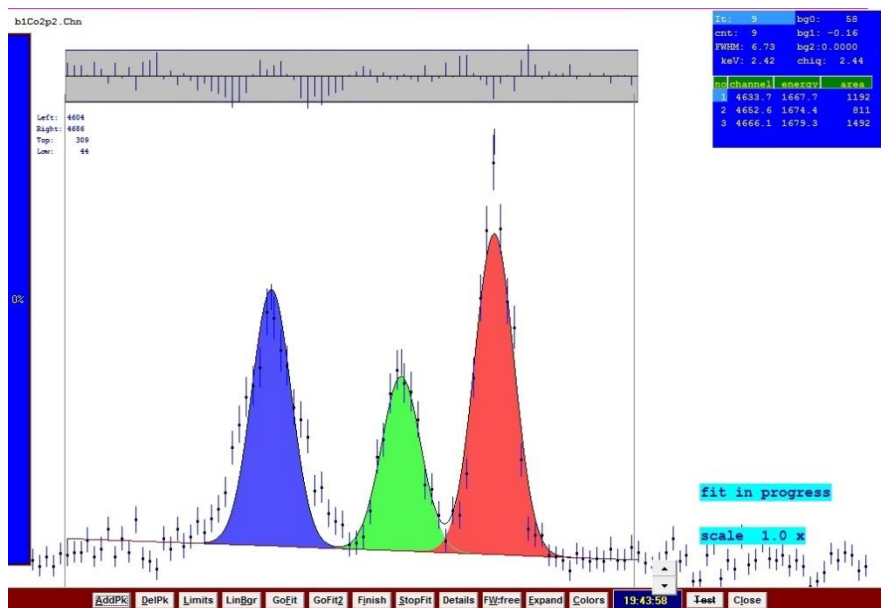
Obr. 5-1 Naměřené spektrum z HPGe detektoru

### 5.2.1 Postup výpočtu reakčních rychlostí

#### Deimos32.exe

Analýzu spektra záření gama je možné získat pomocí mnoha programů, které jsou k tomuto účelu určeny. Experimentální data byla vyhodnocena pomocí programu DEIMOS32 [50]. Naměřené spektrum může být v programu zobrazováno v lineárním nebo logaritmickém měřítku. V první řadě musí být načten konfigurační soubor. Dále je načteno spektrum s koncovkou \*.CHN, které je zkontrolováno. Kontroluje se, zda energie vytipovaných gama kvant odpovídá přiřazenému kanálu. Kontrolují se dvě energetické hodnoty. První hodnota je kontrolována při nízké energii gama kvant. V tomto experimentu to byla hodnota 122,06 keV, což odpovídá energii  $^{57}\text{Co}$  a číslu kanálu 338. Druhá hodnota byla kalibrována na kanál 3700 při energii 1332,501 keV pro  $^{60}\text{Co}$ . Pokud tyto hodnoty neodpovídají danému kanálu, musí být v kalibračním souboru upraveny.

Vyhodnocení spekter je prováděno nelineární metodou nejmenších čtverců, která je proložena Gaussovým rozdělením a je odečteno pozadí pod píkem. Grafické zobrazení s detekovaným píkem je znázorněno na Obr. 5-2. Na obrázku je zobrazena energetická hodnota píku, jeho výška, počet gama kvant a šířka píku. Tyto hodnoty jsou zapisovány do tabulky, která je po vyhodnocení spektra uložena. Formát vyhodnoceného spektra má koncovku \*.prn a \*.dsk, které jsou nutné pro další práci s dalšími programy.



Obr. 5-2 Grafické prostředí programu DEIMOS32

### TimeConst.rb

Program je úvodním programem balíčku skriptů napsaných v programovacím jazyce ruby, které sjednotily doposud používané programy napsané v různých jazycích a využívaných ve spektroskopické laboratoři YaSNAPP. Primární program TimeConst.rb načte všechny soubory \*.dsk v pracovní složce, načte i odpovídající soubory \*.prn a z nich načte potřebné informace, které uloží do vytvořeného souboru RBScripts.inp. Na základě uživatelem zadaných informací (datum a čas konce ozařování) spočte další potřebné parametry pro jednotlivá spektra, zejména  $t_{delay}$ , tedy dobu mezi koncem ozařování a začátkem měření. Uživatel následně zadává do souboru RBScripts.inp další potřebné parametry, ostatní skripty popsané níže si berou z tohoto souboru všechny potřebné informace.

### NonLin64.rb

Skript NonLin64.rb ovládá program NonLin64.exe a provádí korekci na nelinearitu. Integrovaná nelinearita vyjadřuje odchylku od linearitu v závislosti energie gama linky na číslu kanálu:

$$E(x) = a_1 + a_2 \cdot x, \quad (5.1)$$

kde  $E$  je energie a  $x$  číslo kanálu. Parametry  $a_1$  a  $a_2$  byly určeny fitováním experimentálně naměřených dat pro všechny používané detektory. Program načítá soubory typu \*.dsk, provádí korekci a vytváří výstupní soubory \*.cor.

### Puregam.rb

Program Puregam.rb provádí odečet pozadí vzniklého přírodní radioaktivitou a ostatními zdroji gama záření v laboratoři. Program prověřuje každou gama linku ve vstupním \*.cor souboru a porovnává ji s gama linkami v knihovně pozadí Background.lib, která je pravidelně aktualizována. V případě, že gama linka o energii  $E_\gamma$  a nejistotě  $\Delta E_\gamma$ , splňuje jednu z níže uvedených podmínek, program provede odečet plochy píku normované konstantou  $k_{norm}$ .

$$|E_\gamma - E_\gamma^{bcg}| < n \cdot \sqrt{a^2 + (\Delta E_\gamma)^2 + (\Delta E_\gamma^{bcg})^2}, \quad (5.2)$$

kde  $E_{\gamma}^{bcg}$  je energie linky pozadí,  $\Delta E_{\gamma}^{bcg}$  její nejistota.  $n$  je konstanta, která je zvolena vzhledem ke statistice ( $\approx 2$ ),  $a$  je korekční faktor, který bere v potaz nelinearitu detektoru a který je určen na základě experimentálních zkušeností ( $a = 0.15$  keV).

$$|E_{\gamma} - E_{\gamma}^{bcg}| < m \cdot FWHM(E_{\gamma}), \quad (5.3)$$

kde  $m$  je korekční faktor, který bere v potaz ne-gaussovský tvar nafitované plochy gama píku (typická hodnota  $m = 2$ )

Příspěvek pozadí  $S'_{bcg}(E_{\gamma})$  se vypočte dle vzorce:

$$S'_{bcg}(E_{\gamma}) = k_{norm} \cdot S_{bcg}(E_{\gamma}) \quad (5.4)$$

$$k_{norm} = \frac{t_{live, spek}}{t_{live, bcg}}, \quad (5.5)$$

kde  $S_{bcg}(E_{\gamma})$  je naměřená plocha píku pozadí,  $t_{live, bcg}$  je doba měření pozadí korigovaná na mrtvou dobu detektoru a  $t_{live, spek}$  je doba měření vyhodnocovaného spektra korigovaná na mrtvou dobu detektoru. Výstupem programu jsou soubory \*.f určené k dalšímu zpracování a soubory \*.c-f, které obsahují informace o průběhu korekce na přirozené pozadí.

### SepDepe.rb

Program provádí korekce na odečet píků jednoduchého (SEP) a dvojitého výletu (DEP) v naměřeném spektru. Plocha těchto píků může být určena jako poměr plochy k píku úplného pohlcení (FEP). Tyto poměry byly změřeny v samostatných experimentech. Výsledky ukázaly, že tyto poměry jsou nezávislé na vzdálenosti vzorku od detektoru. Experimentálně určené hodnoty byly nafitovány funkcemi a představují spojitou funkci na energii. Pro každý pík úplného pohlcení je tak možné určit odpovídající píky jednoduchého a dvojitého výletu včetně jejich plochy. Tyto píky jsou odečteny podobným principem jako v programu Puregam.rb a jsou vytvořeny soubory typu \*.ef.

### EffCor.rb

Program provádí korekci na efektivitu detektoru. Parametry funkcí efektivity pro jednotlivé pozice jsou uloženy v knihovnách A.EFF (dle názvu detektoru). Pro určení závislosti efektivity detektoru na energii se využívá funkce:

$$\epsilon(E) = \exp\left(\sum_{i=0}^N a_i \cdot \ln(E)^i\right), \quad (5.6)$$

kde  $N$  značí stupeň polynomu a  $a_i$  jsou parametry funkce vyčíslené programem EFFEKT5.EXE, který prokládá efektivitu určené na základě měření standardních kalibračních zářičů výše zmíněnou funkcí. Výstupy programu EffCor.rb jsou uloženy do souborů formátu \*.rrs. Podrobnější popis kalibrace bude popsán v kapitole 5.3.1.

### AttCor.rb

Program provádí korekci na samoabsorpci gama záření ve vzorku započítáním korekčního faktoru  $\eta_A(E_{\gamma})$ , který závisí jednak na materiálu terče tak i na energii gama linky. V případě prostého rovnoměrně rozloženého zdroje gama záření o tloušťce  $d$  a aktivitě  $A_0$  se počet  $A$  gama kvant vyzařovaných do pevně daného prostorového úhlu spočítá dle vzorce:

$$A = \int_0^d A_0 \exp(-\mu x) \frac{dx}{d} = A_0 \frac{1 - \exp(-\mu d)}{\mu d} \quad (5.7)$$

a výsledný korekční koeficient:

$$\eta_A = 1 - \frac{1 - \exp(-\mu d)}{\mu d}, \quad (5.8)$$

kde  $\mu$  je energeticky závislý tabelovaný koeficient zpomalení. Program AttCor.rb počítá korekční faktory pro tabelované energie a následně je prokládá funkcí:

$$\eta_A(E_\gamma) = \exp\left(\sum_{i=0}^N c_i \cdot \ln(E)^i\right), \quad (5.9)$$

kteřou následně využívá pro výpočet korekčních faktorů pro ostatní energie vstupních gama linií. Výsledný soubor je uložen ve formátu \*.rss.

### MidLit7.rb

Program MidLit provádí identifikaci gama linek a přiřazuje je k jednotlivým izotopům. Údaje o jednotlivých izotopech (energie gama linií  $E_\gamma^{lib}$ , intenzity  $I_\gamma$ , poločas rozpadu  $T_{1/2}$  a příslušné nejistoty) jsou uloženy v uživateli definované knihovně \*.lib. Každý izotop má označenou linku  $E_{\gamma,max}^{lib}$  s maximální intenzitou gama přechodu  $I_{\gamma,max}$ . Vlastní identifikace izotopů probíhá v několika krocích:

Pro všechny  $E_{max}$  program zkontroluje, zda se daná maximální energie nachází ve vyhodnocovaném spektru. Tak je získán seznam potencionálních izotopů včetně ostatních vedlejších gama linií. Energie  $E_\gamma$  vyhodnocované spektra je označena jako maximální, pokud je splněna následující podmínka:

$$|E_\gamma - E_{\gamma,max}^{lib}| < 0.2 \cdot (1 + E_\gamma/3000) + 2 \cdot \sqrt{(\Delta E_{\gamma,max}^{lib})^2 + (\Delta E_\gamma)^2} + FWHM(E_\gamma) \quad (5.10)$$

Pro všechny gama linie vyhodnocovaného spektra se prověří, zda neodpovídají některé vedlejší linie identifikovaného izotopu. Pokud gama linie splní výše uvedenou podmínku, je vypočítán tzv. „K“ faktor dle rovnice:

$$K = \frac{I_\gamma \cdot S_{(E_\gamma,max)} \cdot \varepsilon_{TC}(E_{\gamma,max})}{I_{\gamma,max} \cdot S_{(E_\gamma)} \cdot \varepsilon_{TC}(E_\gamma)}, \quad (5.11)$$

kde  $S_{(E_\gamma)}$  je plocha gama linie o energii  $E_\gamma$  s intenzitou  $I_\gamma$  a  $S_{(E_\gamma,max)}$  je plocha linie s maximální intenzitou  $I_{\gamma,max}$  o energii  $E_{\gamma,max}$ .  $\varepsilon_{TC}(E_\gamma)$  a  $\varepsilon_{TC}(E_{\gamma,max})$  jsou korekční faktory na sumační efekt gama linií vypočtené programem TrueCoinc a uložené v knihovně \*.clib.

V ideálním případě je  $K$ -faktor roven 1 pro všechny gama linie. V případě, že u jedné gama linie je identifikovanou více izotopů a součet jejich  $K$ -faktorů je přibližně roven jedné, nastal případ, že plocha píku je složena z více izotopů. Program vytváří dva typy výstupních souborů: \*.tra, který se využívá při dalším zpracování gama spektra a \*.cra, který obsahuje podrobné informace o průběhu identifikace gama linie.

**BeamCor.rb**

Program počítá korekční faktor na nestabilitu svazku během  $\eta_B$  ozařování. Tento korekční faktor je pro každý izotop (s rozpadovou konstantou  $\lambda$ ) spočten dle vztahu:

$$\eta_B = \frac{1 - \exp(-\lambda t_{irr})}{t_{irr} \sum_{i=1}^N \left[ \frac{W(i)}{t_p(i)} \exp(-\lambda t_e(i)) \{1 - \exp(-\lambda t_p(i))\} \right]}, \quad (5.12)$$

kde  $t_{irr}$  je celková doba ozařování,  $t_p(i)$  je délka  $i$ -tého intervalu ozařování a  $t_e(i)$  je doba mezi koncem  $i$ -tého intervalu a koncem ozařování. Podíl  $W(i)$  je váha  $i$ -tého intervalu z hlediska celkového počtu částic.  $N$  je celkový počet intervalů. Všechny potřebné údaje jsou získány z protokolu o ozařování poskytnutého technickou obsluhou urychlovače. Program následně tyto korekce započte do údajů z \*.tra souborů a vytvoří \*.bcor soubory stejné struktury.

**TransCs9.rb**

Program TransCs9.rb počítá počet nuklidů vzniklých v ozařovaném terči, reakční rychlost na jeden gram a výslednou reakční rychlost  $R_R$  včetně jejich nejistot pro každou gama linku identifikovanou programem MidLit7.rb. Jako vstupní soubory slouží buď výstupní soubory \*.tra programu MidLit7.rb nebo soubory typu \*.bcor programu BeamCor.rb, výstupní soubor má koncovku \*.sec. Reakční rychlost program počítá dle vztahu:

$$R_R = \frac{S(E_\gamma)}{m_s} \frac{1}{I_\gamma} \frac{t_{real}}{t_{live}} \frac{\exp(\lambda t_{delay})}{1 - \exp(-\lambda t_{real})} \frac{\lambda t_{irr}}{1 - \exp(-\lambda t_{irr})} \frac{A}{N_A} \frac{1}{N_D}, \quad (5.13)$$

kde  $S(E_\gamma)$  je plocha gama linky,  $m_s$  hmotnost vzorku,  $t_{real}$  doba měření vzorku,  $t_{live}$  doba měření korigovaná na mrtvou dobu detektoru,  $t_{delay}$  doba mezi koncem ozařování a začátkem měření,  $\lambda$  rozpadová konstanta,  $t_{irr}$  doba ozařování,  $A$  atomová hmotnost,  $N_A$  Avogadrova konstanta a  $N_D$  je počet dopadlých částic během ozařování. Výše uvedená rovnice v sobě zahrnuje následující korekce:

Korekce na intenzitu gama linky:

$$\frac{1}{I_\gamma} \quad (5.14)$$

Korekce na mrtvou dobu detektoru:

$$\frac{t_{real}}{t_{live}} \quad (5.15)$$

Korekce na rozpad izotopu od konce ozařování do začátku měření:

$$\frac{\exp(\lambda t_{delay})}{1 - \exp(-\lambda t_{real})} \quad (5.16)$$

Korekce na rozpad během ozařování:

$$\frac{\lambda t_{irr}}{1 - \exp(-\lambda t_{irr})} \quad (5.17)$$

### SigmaJ7.rb

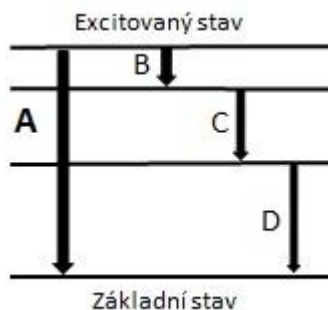
Program slouží k závěrečnému výpočtu váženého průměru reakčních rychlostí pro jednotlivé gama linky a izotopy. Program načte data ze všech \*.sec souborů uvedených v souboru RBScripts.inp a roztrídí je nejprve podle identifikovaných izotopů. Seskupené gama linie následně roztrídí dle jejich energií, tj. u každých dvou linií s energiemi  $E_1$ ,  $E_2$  se přesvědčí, zda je splněna podmínka:

$$3.0 \cdot (\Delta E_1 + \Delta E_2) + 0.5 \cdot \left(1 + \frac{E_1 + E_2}{6000}\right) - |E_1 - E_2| < 0 \quad (5.18)$$

Pokud dvě energie téhož izotopu tuto podmínku nesplní, je vytvořena nová energetická skupina. Pro každou energetickou skupinu je spočítán vážený průměr včetně vnitřní a vnější nejistoty. Výsledný vážený průměr pro každý izotop je spočten jako vážený průměr jednotlivých gama linií.

### True Coinc

Programem True Coinc jsou získány korekce na sumační koincidence. Tento faktor je jednou z důležitých korekcí. Jedná se o změnu intenzity kaskádních gama–kvant způsobenou souběžnou registrací několika gama–kvant polovodičovým germaniovým detektorem. Tyto korekce je zejména nutné provádět u detektorů, které mají vysokou efektivitu registrace, a jsou-li měření prováděna ve vzdálenosti několika centimetrů od detektoru [2]. Do programu jsou zadány efektivita v píku plného pohlcení a křivky totální efektivita. Program vypočte pomocí rozpadových schémat jednotlivých prvků výsledný opravný faktor. Příklad sumačních koincidenčí je znázorněn na obr. 5-3 a jejich výpočet v rovnici (5.19).



Obr. 5-3 Kaskádní rozpadové schéma

$$S(A = B + C + D) = \frac{I(B)}{I(A)} a_C c_C a_D c_D \frac{\varepsilon_{FEP}(B) \varepsilon_{FEP}(C) \varepsilon_{FEP}(D)}{\varepsilon_{FEP}(A)}, \quad (5.19)$$

kde  $I$  je absolutní intenzita linky,  $a$  je větvicí poměr,  $c = \frac{1}{1+\alpha_t}$ , kde  $\alpha_t$  je celkový konverzní koeficient a  $\varepsilon_p$  je efektivita pro plné pohlcené píky [51].

Po zařazení jednotlivých korekcí je konečná rovnice pro výpočet reakční rychlosti v následujícím tvaru.

$$R_{Exp} = \frac{S(E_\gamma) \eta_A \eta_B}{m_s \varepsilon_p(E)} \frac{1}{I_\gamma} \frac{t_{real}}{t_{live}} \frac{\exp(\lambda t_{delay})}{1 - \exp(-\lambda t_{real})} \frac{\lambda t_{irr}}{1 - \exp(-\lambda t_{irr})} \frac{A}{N_A} \frac{1}{N_D} C_{coisum} \quad (5.20)$$



### 5.2.2 Určení chyb

Pro výsledné hodnoty reakčních rychlostí jednotlivých reakcí byly provedeny výpočty chybných faktorů. Do výpočtu těchto hodnot byly zahrnuty systematické a statické odchylky jako jsou:

- Chyba určení integrálu svazku (10 %);
- Chyba hmotnosti vzorku (1 %);
- Chyba efektivity detektorů (3 %);
- Chyba plochy píku z programu DEIMOS (max. 10 %).

Celková chyba jednotlivých reakcí byla vypočítána dle následujícího vzorce:

$$d_{Rexp} = \sqrt{n_1^2 + n_2^2 + \dots + n_m^2}, \quad (5.21)$$

kde  $d_{Rexp}$  je výsledná relativní chyba reakční rychlosti a  $n$  je hodnota relativní chyby.

### 5.2.3 Porovnání experimentálních výsledků se simulovanými

Pro určení simulovaných hodnot reakčních rychlostí je potřeba mít k dispozici nasimulované neutronové spektrum a určit účinné průřezy vznikajících produktů.

Simulace neutronového toku uvnitř spalačního terče *QUINTA* byla provedena v kódu MCNPX 2.6 (Monte Carlo N–Particle Transport Code eXtended) [52]. Kód MCNPX je inovovaná verze kódu MCNP. MCNPX je vhodný pro simulaci produkce transportu a interakce záření s hmotou. Při reakcích částic a transportních úlohách jsou simulovány trajektorie každé částice. K určení průběhu jsou používány pravděpodobnosti možných fyzikálních procesů a čísla jsou porovnávána v závislosti na rozdělení pravděpodobnosti. Informace o jednotlivých částicích jsou ukládány a hodnoceny s průměrným chováním stejných částic [53].

Při experimentech v SÚJV Dubna byly v kódu MCNPX vytvořeny simulace ozařování spalačního terče *QUINTA* v rámci skupiny E+T. Neutronový tok v místech, ve kterých jsou umístěny kobaltové vzorky pro všechna tři ozařování, nasimuloval Petar Živkov z Institutu jaderného výzkumu a jaderné energie z bulharské akademie věd. Hodnoty neutronového toku byly nasimulovány pro jednotlivé energetické intervaly, tzv. „energetické biny“.

Účinné průřezy byly získány z knihovny TENDL 2012 (TALYS Evaluated Nuclear Data Library) [54]. V knihovně jsou však ve většině případů dostupné pouze hodnoty účinných průřezů prahových reakcí neutronů do energie 30 MeV. Proto pro energie neutronů nad 30 MeV byly účinné průřezy vypočítány v kódu TALYS 1.6 [55]. Grafy s jednotlivými účinnými průřezy jsou znázorněny v příloze A. Vypočtené hodnoty byly porovnány s experimentálními daty dostupnými v databázi EXFOR [56].

Za použití kódu TALYS je možné poměrně jednoduše získat přehled účinných průřezů za pomoci čtyřřádkového vstupního souboru. Výstupní soubor obsahuje často hledané veličiny. Pokud uživateli tyto informace nestačí, je možné získat podrobnější výstupní soubor. K tomuto je k dispozici kolem 200 dalších klíčových slov, které je možné použít ve vstupním souboru. Pro tuto práci byl použit pouze základní vstupní soubor. Příklad vstupního souboru s vysvětlivkami pro  $^{59}\text{Co}$ :

Projektil n	(nalétávající částice);
Element Co	(použitý prahový detektor);

Mass 59 (hmotnostní číslo);

Energy range („range“- označení souboru s energiemi).

Hodnoty účinných průřezů v závislosti na energii pro jednotlivé reakce jsou vyneseny v grafech v příloze B.

Nasimulovaná reakční rychlost byla vypočtena dle následujícího vztahu:

$$R_{cal} = \sum_i^n \sigma_j(E_n) \cdot \varphi_j(E_n), \quad (5.22)$$

kde  $\sigma_j(E_n)$  je účinný průřez reakce při určité energii a  $\varphi_j(E_n)$  znázorňuje neutronové spektrum v jednom energetickém binu.

### 5.2.4 Určení neutronového toku

Určení experimentálního neutronového spektra bylo provedeno z následující rovnice, ve které jsou na pravé straně energeticky závislé veličiny. Tyto veličiny jsou účinný průřez ( $\sigma(E_n)$ ) a neutronový tok ( $\varphi(E_n)$ ).

$$R = \int_{E_{th}}^{\infty} \sigma(E_n) \varphi(E_n) dE_n \quad (5.23)$$

Při výpočtu neutronového spektra je uvažováno s předpokladem, že neutronový tok je v určitém energetickém intervalu konstantní a je integrován pomocí účinného průřezu. Neutronový tok se předpokládá konstantní od hodnoty prahové energie reakce (n,xn) s nejvyšší hodnotou x po maximální možnou energii neutronů. Tato energie se blíží až maximální energii dopadajících částic, v dalším případě od reakce (n,(x-1)n) po prahovou energii (n,xn), dále od prahové energie (n,(x-2)n) reakce po prahovou energii reakce (n,(x-1)n), od prahové energie (n,(x-3)n) reakce po prahovou energii reakce (n,(x-2)n), dále se tento postup opakuje. Touto metodou je možné vypočítat danou část neutronového spektra. Postup výpočtu je uveden v rovnicích (5.24) až (5.26) [57]. Tato metoda není jediná, kterou je možné vypočítat neutronový tok. V [58] je popsán další postup výpočtu.

$$R_9^{exp} = \varphi(9) \int_{E_{th}(n,9n)}^{E_{max}} \sigma_9(E) dE \quad (5.24)$$

$$R_8^{exp} = \varphi(8) \int_{E_{th}(n,8n)}^{E_{th}(n,9n)} \sigma_8(E) dE + \varphi(9) \int_{E_{th}(n,9n)}^{E_{max}} \sigma_8(E) dE \quad (5.25)$$

$$R_8^{exp} = \varphi(7) \int_{E_{th}(n,7n)}^{E_{th}(n,8n)} \sigma_7(E) dE + \varphi(8) \int_{E_{th}(n,8n)}^{E_{th}(n,9n)} \sigma_8(E) dE + \\ + \varphi(9) \int_{E_{th}(n,9n)}^{E_{max}} \sigma_8(E) dE \quad (5.26)$$

V této práci byl výpočet neutronového toku proveden s mírnou úpravou výše zmíněné metody. Postup výpočtu je znázorněn v následujících rovnicích. Tato metoda je blíže popsána v [59].

$$R_{Cal}(E_{th1} \rightarrow E_{th2}) = \varphi \int_{E_{th1}}^{E_{th2}} \sigma(E) dE \quad (5.27)$$

$$R_{Celková} = \int_{E_{th1}}^{\infty} \sigma(E_n) \varphi(E_n) dE_n \quad (5.28)$$

$$R_{E_{th1} \rightarrow E_{th2}} = \int_{E_{th1}}^{E_{th2}} \sigma(E_n) \varphi(E_n) dE_n \quad (5.29)$$

$$poměrRr = \frac{R_{E_{th1} \rightarrow E_{th2}}}{R_{Celková}} \quad (5.30)$$

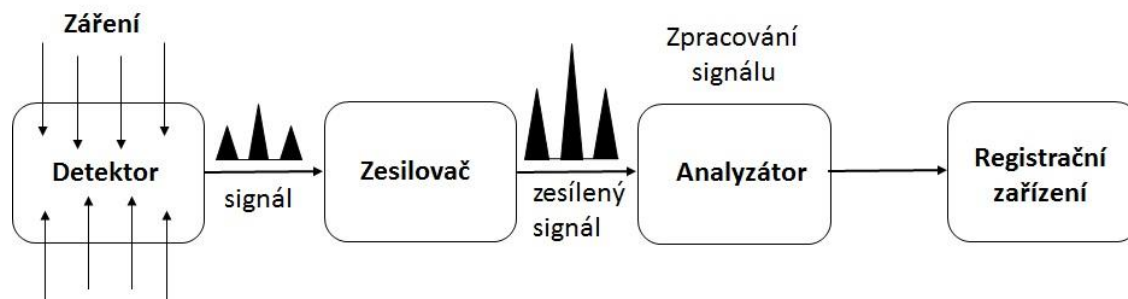
$$\varphi = \frac{R_{exp} \cdot poměrRr}{\int_{E_{th1}}^{E_{th2}} \sigma(E) dE}, \quad (5.31)$$

kde  $R_{Cal}(E_{th1} \rightarrow E_{th2})$  je vypočtená reakční rychlost od prahové energie jedné reakce po prahovou energii reakce druhé,  $R_{Celková}$  je celková vypočtená reakční rychlost jednoho produktu reakce,  $poměrRr$  je poměr mezi vypočtenou reakční rychlostí od  $E_{th1}$  do  $E_{th2}$  a celkovou vypočtenou reakční rychlostí dané reakce,  $R_{Exp}$  je experimentální reakční rychlost,  $\varphi$  je výsledná hodnota neutronového toku.

Tato metoda vychází z nasimulovaného neutronového spektra a je závislá na jeho tvaru. Velkou váhu na výpočet má přesnost vypočítaných účinných průřezů v kódu TALYS.

### 5.3 Detektory ionizujícího záření

Elektronické detektory je možné dělit dle druhu signálu na zařízení, které převádí ionizační záření na elektrické proudy, nebo na impulsy. Při pulzním režimu detektor poskytuje odezvu ve formě elektrických impulsů, které jsou kumulovány. Naopak při proudovém režimu detektor vyzařuje v čase spojitý elektrický proud, který odpovídá střední hodnotě intenzity dopadajícího záření. Do skupiny elektronických detektorů se zařazují ionizační, scintilační a polovodičové detektory.



Obr. 5-4 Blokové schéma elektronického detektoru ionizujícího záření [49]

#### Polovodičové detektory

Princip polovodičových detektorů se podobá principu ionizačních komor. Zde není přenosové medium plyn, ale polovodičový materiál. Polovodičový detektor pracuje jako dioda, která je

zapojená v obvodu s napětím většinou v rozsahu 1000 – 5000 V. V závěrném směru má velký odpor, proto v klidovém stavu obvodem neprotéká elektrický proud. Ionizující záření přivedené do aktivní vrstvy způsobí v polovodičovém materiálu přeskok úměrného množství elektronů do vodivého pásma a vznik párů elektron–díra. Elektrony se začnou pohybovat ke kladné elektrodě a díry k záporné. Tento stav způsobí krátký proudový impuls a na pracovním odporu vznikne úbytek napětí, který je přes kondenzátor veden k předzesilovači. Amplituda impulsu je přímo úměrná energii detekovaného záření. Polovodičové detektory záření gama mají poměrně dobrou rozlišovací schopnost. Ta je většinou lepší než 1 keV. Jeden z důvodů této přesnosti je malá šířka zakázaného pásu, protože není zapotřebí velké energie k vytvoření páru elektron–díra.

Pro výrobu polovodičových detektorů se většinou používají monokrystaly germania. To je buď se stopovým množstvím lithia nebo ze superčistého germania (High Purity Ge – HPGe). Tento typ detektorů vyžaduje být chlazen na teplotu 70 K, dusík se dolévá do Dewarových nádob. Chlazený je z důvodu správné funkce detektoru. Při zchlazení detektoru dojde ke snížení závěrného proudu a elektronického šumu. U detektorů pro nízké energie bývá často chlazen i předzesilovač, jehož tranzistor je umístěn spolu s detektorem, aby byl na co nejmenší míru omezen šum předzesilovače. HPGe detektory musí být chlazeny pouze při svém provozu. Naopak germaniovo–lithiové detektory musí být chlazeny trvale, pokud by se krystal ohřál, došlo by k jeho poškození [49].

### 5.3.1 Určení efektivity HPGe detektoru

Po provedení energetické kalibrace je možné provést identifikaci izotopů ve spektru na základě energie gama linek. Pro kvantitativní analýzu, tj. pro výpočet množství daného izotopu v měřeném vzorku je nutné znát efektivitu detektoru. Efektivitou detektoru se obecně míní účinnost v píku úplného pohlcení, což je jeden z možných způsobů vyjádření účinnosti detektoru.

Obecně je detekční účinnost detektoru definovaná jako pravděpodobnost, že foton ze zdroje dorazí do aktivního objemu detektoru a odevzdá v něm alespoň část své energie. Tato pravděpodobnost je závislá na energii gama záření, vzdálenosti zdroje od detektoru.

Dle počtu registrovaných impulsů se detekční účinnost rozděluje na totální účinnost ( $\varepsilon_{Tot}$ ) a účinnost v píku úplného pohlcení ( $\varepsilon_{FEP}$ ). Detekční účinnost závisí na geometrii úlohy, tj. na pozici a vzdálenosti mezi detektorem a zdrojem záření.

Účinnost v píku úplného pohlcení zaznamenává pouze impulsy v píku úplného pohlcení (full energy peak). Je definovaná jako:

$$\varepsilon_{FEP} = \frac{N_{FEP}}{N_{zdroj}}, \quad (5.32)$$

kde  $N_{FEP}$  je počet detekovaných impulsů v píku úplného pohlcení a  $N_{zdroj}$  charakterizuje emisi zdroje. Z důvodu nemožnosti standardizované výroby aktivního objemu polovodičového detektoru je nutné provádět měření účinnosti pro každý detektor a každou měřicí pozici. Jako charakteristika citlivého objemu detektoru výrobci často uvádí  $\varepsilon_{FEP}$  pro energii 1332 keV relativně k odpovídající účinnosti NaI detektoru o rozměrech 7,62 na 7,62 a vzdálenosti 25 cm.  $\varepsilon_{FEP}$  se určuje buď pomocí výpočetních kódů (např. za využití metody Monte Carlo) nebo experimentálními postupy, které jsou často přesnější. K experimentálnímu měření se využívají zářiče gama záření se známou aktivitou k referenčnímu datu, tzv. kalibrační standardy. Každý kalibrační standard je charakteristický jednou nebo více gama linkami o známé energii. Po výpočtu experimentálních hodnot účinností se body proloží vhodně zvolenou křivkou a tím je

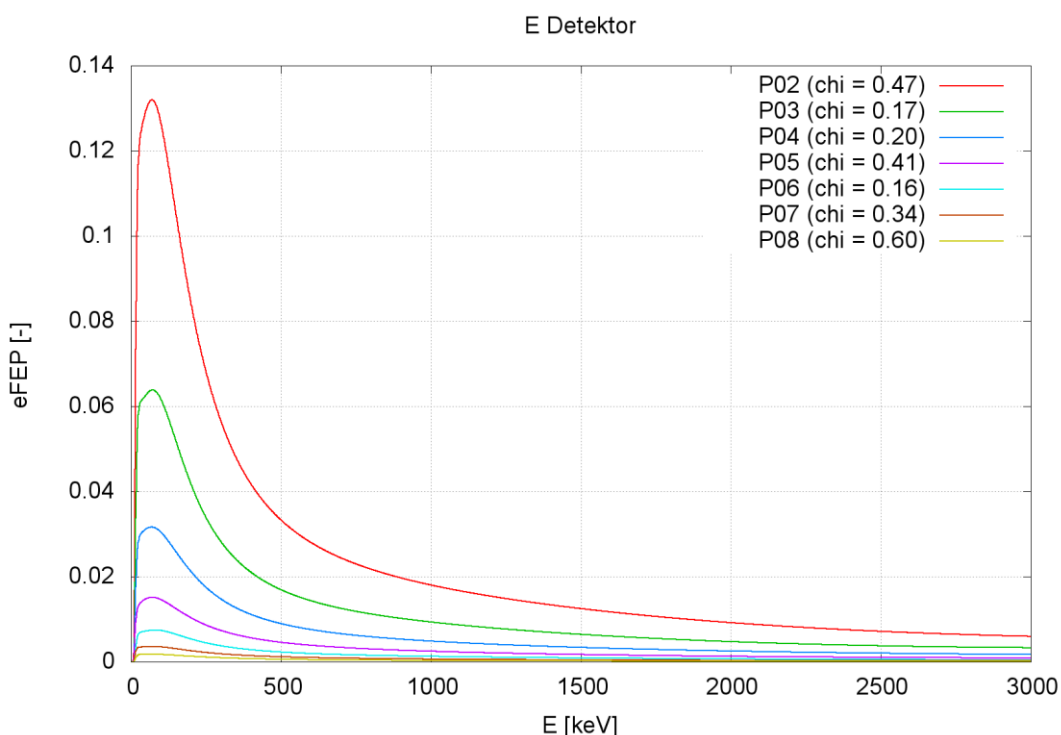
získána funkce efektivity detektoru v závislosti na energii. V některých případech se používá rozdělení energetické oblasti na více intervalů a odpovídající využití více funkcí.

Totální účinnost započítává všechny impulsy z detektoru, neboť při interakci gama záření s látkou dochází k dalším procesům, které ovlivňují výsledný tvar spektra (comptonův rozptyl, tvorba párů elektron–pozitron). Totální účinnost je tak definovaná jako:

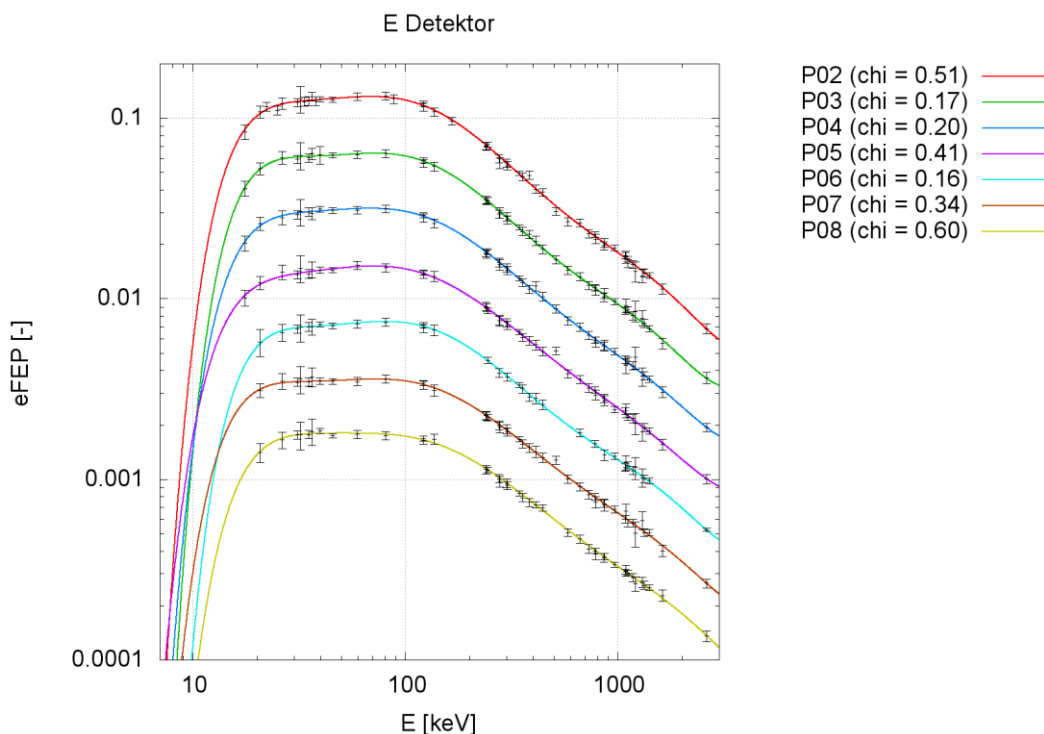
$$\varepsilon_{Tot} = \frac{N_{tot}}{N_{zdroj}}, \quad (5.33)$$

kde  $N_{tot}$  je celkový počet detekovaných impulsů ve spektru a  $N_{zdroj}$  charakterizuje emisi zdroje. Závisí na energii vyzářeného fotonu, na vzdálenosti zářiče o detektoru a na materiálu v aktivním objemu detektoru. Pro určení totální účinnosti se využívají kalibrační standardy se známou referenční aktivitou s jednou ( $^{241}\text{Am}$ ,  $^{139}\text{Cs}$ ,  $^{109}\text{Cd}$ , ...) nebo se dvěma blízkými gama linkami ( $^{57}\text{Co}$ ,  $^{60}\text{Co}$ , ...). Totální účinnost je důležitá zejména při výpočtu oprav na kaskádní sumace gama záření [60], [61].

V rámci diplomové práce autor zpracoval hodnoty pro zhotovení křivek efektivity pro 8 pozic detektoru ORTEC s označením „detector C“ a dále se podílel na určení křivek efektivnosti na dvou dalších detektorech. Tyto detektory jsou označeny jako „detector B“ a „detector E“, oba detektory jsou také značky ORTEC. Graf 1 znázorňuje křivky efektivnosti píku plného pohlcení detektoru E v 7 různých pozicích v lineárním měřítku. Graf 2 znázorňuje křivky efektivity píku plného pohlcení v logaritmickém měřítku. Na křivkách jsou znázorněny experimentálně naměřené hodnoty, které byly proloženy křivkou efektivity.



Graf 1 Křivky efektivity píku plného pohlcení

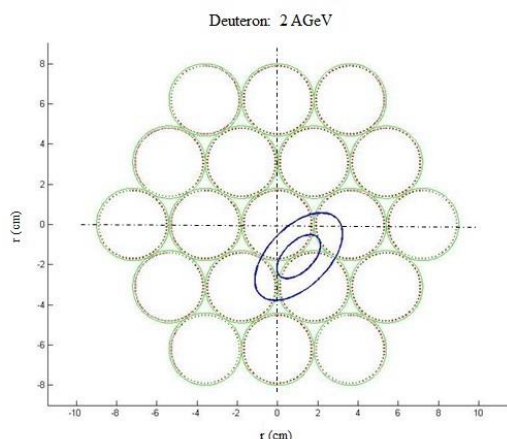


Graf 2 Křivky efektivity píku plného pohlcení s experimentálně naměřenými body

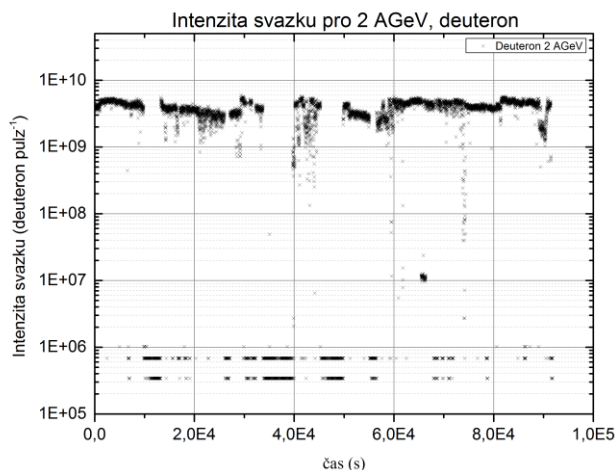
## 5.4 Popis experimentu

V experimentální části byly provedeny tři ozařování různými částicemi s různou energií, ve kterých se ozařovalo spalační zařízení *QUINTA*. Uvnitř terče byly mimo jiné umístěny vzorky  $^{59}\text{Co}$ , které jsou zpracovány v této práci. Autor této práce se účastnil ozařování, které se uskutečnilo 7. 12. 2013. Součástí účasti byla aktivní účast na přípravě vzorků, měření jednotlivých vzorků, které se konalo po ozařování a veškerá analýza kobaltových vzorků z těchto tří ozařování.

První ozařování se konalo 26. 11. 2013, kdy byly ozařovány celkem 4 kobaltové vzorky o průměru 10 mm a tloušťce 2 mm. Rozmístění a váhy vzorků jsou zaznamenány v Tab. 5-1. Urychlovačem Nuclotron byly urychlovány deuterony. Energie těchto částic byla 2 AGeV. Integrální počet částic byl určen  $2,16(9) \cdot 10^{13}$  za dobu ozařování 25 hodin a 57 minut. Průběh ozařování je znázorněn v Graf 3. Nicméně svazek částic není možné vždy nasměrovat do stejného místa. Proto jsou v tabulce Tab. 5-2 napsány i přesné vzdálenosti od středu svazku. Určení přesné pozice směru svazku mají na starost kolegové ze Spojeného ústavu pro energii a jaderný výzkum, Minsk, Bělorusko. Skupina je vedena profesorem Žukem. Pozice svazku je určována pomocí trekových detektorů. Princip určení pozice svazku je popsán v [62]. Na Obr. 5-5 je znázorněno místo dopadu svazku pro ozařování deuterony s energií 2 AGeV. Po ukončení experimentu byly vzorky převezeny do spektroskopické laboratoře, kde byly změřeny. Tyto vzorky byly změřeny pouze jednou.



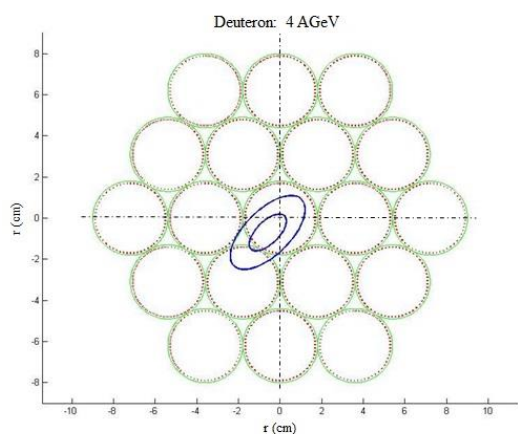
Obr. 5-5 Pozice svazku během ozařování deuterony s energií 2 AGeV [63]



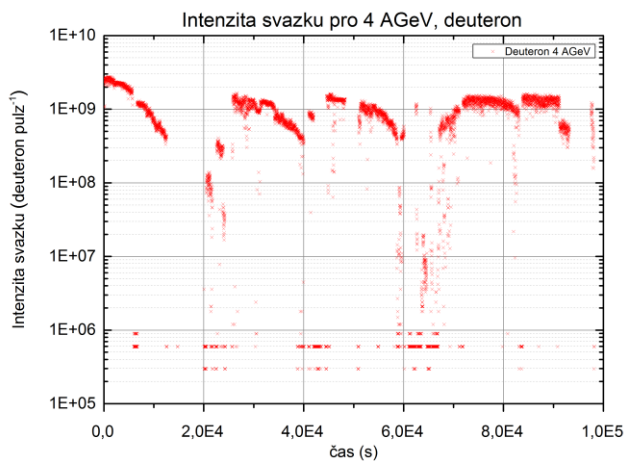
Graf 3 Průběh ozařování pro deuterony s energií 2 AGeV

Druhé ozařování se konalo 7. 12. 2013. Bylo ozařeno 10 kobaltových vzorků. Vzorky byly čtvercového tvaru o ploše  $10 \text{ mm}^2$ . Přesné údaje o váze a pozicích jednotlivých vzorků jsou uvedeny v Tab. 5-2. Vzorky v jednotlivých sekcích byly stavěny na pozice 0; 40; 80 a 120 mm od středu svazku částic a ve spodní části terče. Místo dopadu svazku je znázorněno na Obr. 5-6.

Terč QUINTA byl znovu ozařován deuterony, ale energie částic byla zvýšena na hodnotu 4 AGeV. Celková doba ozařování byla 27 h a 11 minut, během této doby přestal několikrát pracovat zdroj částic. Jeho provoz a intenzita je znázorněna v Graf 4. Za dobu ozařování bylo zjištěno  $6,11(8) \cdot 10^{12}$  částic, které vletěly do spalačního terče. Kobaltové vzorky se začaly měřit 12 hodin od konce experimentu. Každý vzorek byl změřen třikrát.



Obr. 5-6 Pozice svazku během ozařování deuterony s energií 4 AGeV [63]

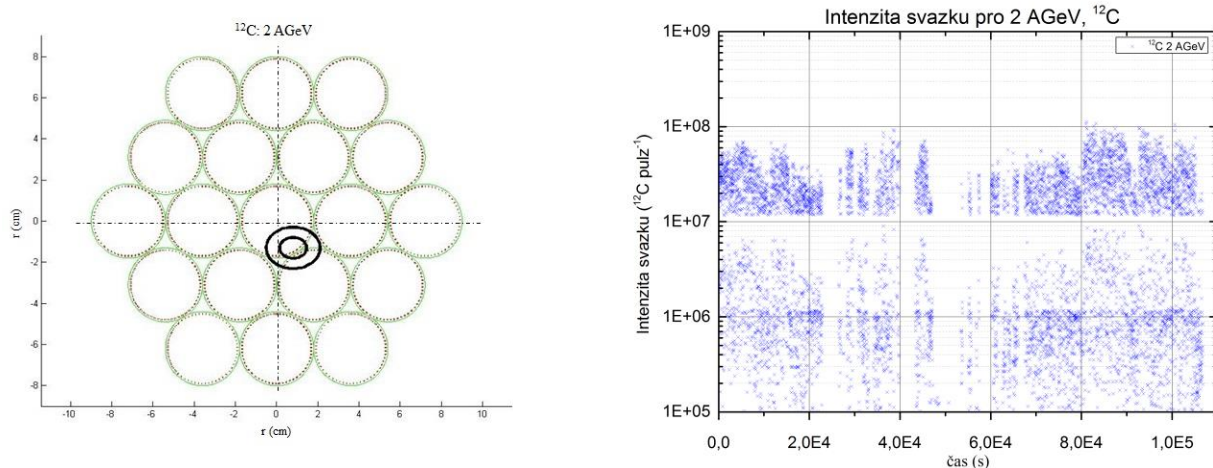


Graf 4 Průběh ozařování pro deuterony s energií 4 AGeV

Poslední ozařování se konalo 17. 12. 2013. Vzorky kobaltu byly ozařovány částicemi  $^{12}\text{C}$ . Energie částic vycházejících z urychlovače byla 2 AGeV. Doba ozařování byla 30 hodin a 18 minut. Celkový počet částic byl  $2,14(15) \cdot 10^{11}$ . Průběh ozařování je znázorněn v Graf 5. Při tomto ozařování byly problémy s urychlovačem částic a intenzita svazku byla velmi



proměnlivá. Pozice vzorků byly stejné jako v předcházejícím experimentu. Hmotnost vzorků byla přibližně 1 g. Přesné pozice jednotlivých vzorků a jejich váhy jsou uvedeny v Tab. 5-3. Jednotlivé vzorky byly měřeny třikrát v různých časových intervalech. Na Obr. 5-7 je vyobrazeno místo dopadu svazku pro částice  $^{12}\text{C}$  s energií 2 AGeV.



Obr. 5-7 Pozice svazku během ozařování  $^{12}\text{C}$  s energií 2 AGeV [63]

Graf 5 Průběh ozařování pro  $^{12}\text{C}$  s energií 2 AGeV

Hodnoty počtu částic byly vypočteny za pomoci hliníkových monitorovacích fólií českými pracovníky, kteří se účastní těchto experimentů a experimentální skupinou z Fyzikálního institutu v Charkově. Pro monitorování počtu částic se používala reakce  $^{27}\text{Al}(d,3p2n)^{24}\text{Na}$ . Obě skupiny počítaly počty částic, které jsou následně porovnány.

Tab. 5-1 Hmotnosti a umístění vzorků při ozařování deuterony s energií 2 AGeV

Deuteron: 2 AGeV			
Označení	Hmotnost (g)	Sekce umístění	Pozice (mm)
Co-17	1,9341	2	-21,4
Co-19	2,0889		-105,0
Co-13	2,0217	3	-18,6
Co-4	1,9663	4	-16,8



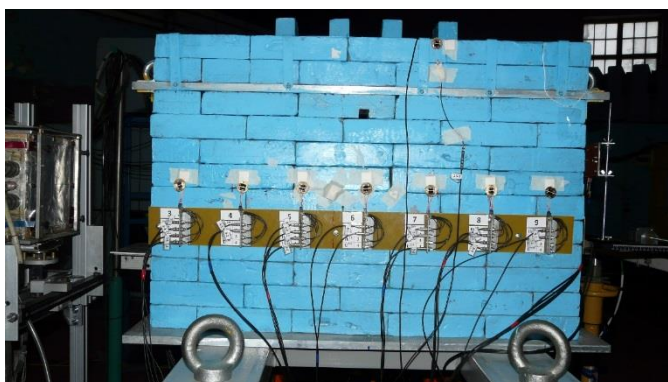
Tab. 5-2 Hmotnosti a umístění vzorků při ozařování deuterony s energií 4 AGeV

Deuteron: 4 AGeV			
Označení	Hmotnost (g)	Sekce umístění	Pozice (mm)
Co-5	0,6569	2	-7
Co-4	0,4797		-33
Co-2	0,6937		-73
Co-3	0,6450		-113
Co-6	0,5648	3	-8
Co-7	0,6922	4	-11
Co-8	0,6899		-34
Co-9	0,5759		-74
Co-10	0,5860		-113
Co-11	0,5002	5	-15

Tab. 5-3 Hmotnosti a umístění vzorků při ozařování částicemi  $^{12}\text{C}$  s energií 2 AGeV

$^{12}\text{C}$ : 2 AGeV			
Označení	Hmotnost (g)	Sekce umístění	Pozice (mm)
Co-19	0,8621	2	-19,0
Co-26	1,1510		-30,4
Co-27	1,0384		-68,42
Co-28	0,8097		-107,6
Co-23	1,1678	3	-22,6
Co-20	0,9573	4	-26,4
Co-24	1,0201		-35,5
Co-21	0,9138		-70,8
Co-22	0,8436		-109,4
Co-25	0,9477	5	-30,5

Na Obr. 5-8 je znázorněn spalační terč QUINTA s experimentálními vzorky při jednom z ozařování v Laboratoři vysokých energií.



Obr. 5-8 Spalační terč QUINTA v olověném stínění s experimentálními vzorky

## 5.5 Výsledky reakčních rychlostí

Výsledky reakčních rychlostí v jednotlivých sekcích pro jednotlivá ozařování jsou uvedena v grafickém podání. Přesné hodnoty jsou uvedeny v příloze B. Celkem bylo v kobaltových vzorcích objeveno a určeno 11 produktů reakcí vyvolaných produkovanými neutrony. Produkty reakce jsou v grafech seřazeny podle efektivní prahové energie ( $E_{\text{th,eff}}$ ). Tato energie byla určena jako suma součinu simulovaného neutronového toku a účinného průřezu, přičemž tato reakční rychlost byla menší než 1 % celkové reakční rychlosti. Tento výpočet vycházel z [64]. V Tab. 5-4 jsou seřazeny nalezené produkty reakce v kobaltových vzorcích. Jsou zde také uvedeny tabulkové prahové energie a poločasy rozpadů jednotlivých prvků.

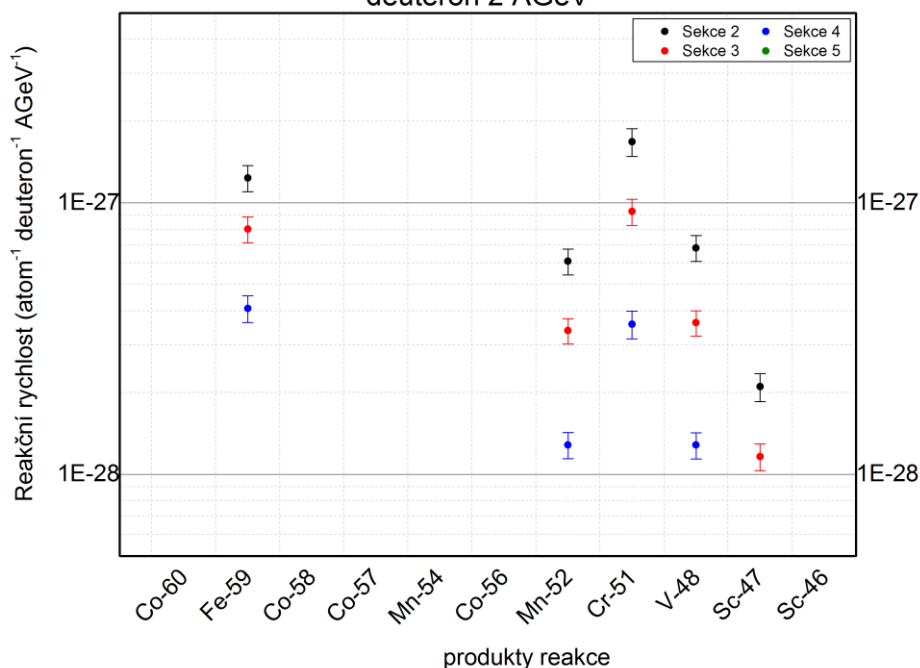
Tab. 5-4 Seřazení produktů reakce v  $^{59}\text{Co}$  podle  $E_{th,eff}$ 

Reakce	$E_{th}$ (MeV)	$E_{th,eff}$ (MeV)	$T_{1/2}$
$^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$	0,00	0,00	5,27 y
$^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$	0,80	3,92	44,50 d
$^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$	10,63	10,4	70,86 d
$^{59}\text{Co}(n,3n)^{57}\text{Co}$	19,35	16,5	271,79 d
$^{59}\text{Co}(n,2n\alpha)^{54}\text{Mn}$	17,46	25,6	312,30 d
$^{59}\text{Co}(n,4n)^{56}\text{Co}$	30,92	31,9	77,27 d
$^{59}\text{Co}(n,4n\alpha)^{52}\text{Mn}$	38,81	50,4	5,59 d
$^{59}\text{Co}(n, 2n\alpha)^{51}\text{Cr}$	36,84	53,2	27,70 d
$^{59}\text{Co}(n,4n2\alpha)^{48}\text{V}$	47,62	77,3	15,97 d
$^{59}\text{Co}(n,n3\alpha)^{47}\text{Sc}$	25,60	83,9	3,35 d
$^{59}\text{Co}(n,2n3\alpha)^{46}\text{Sc}$	36,43	87,7	83,79 d

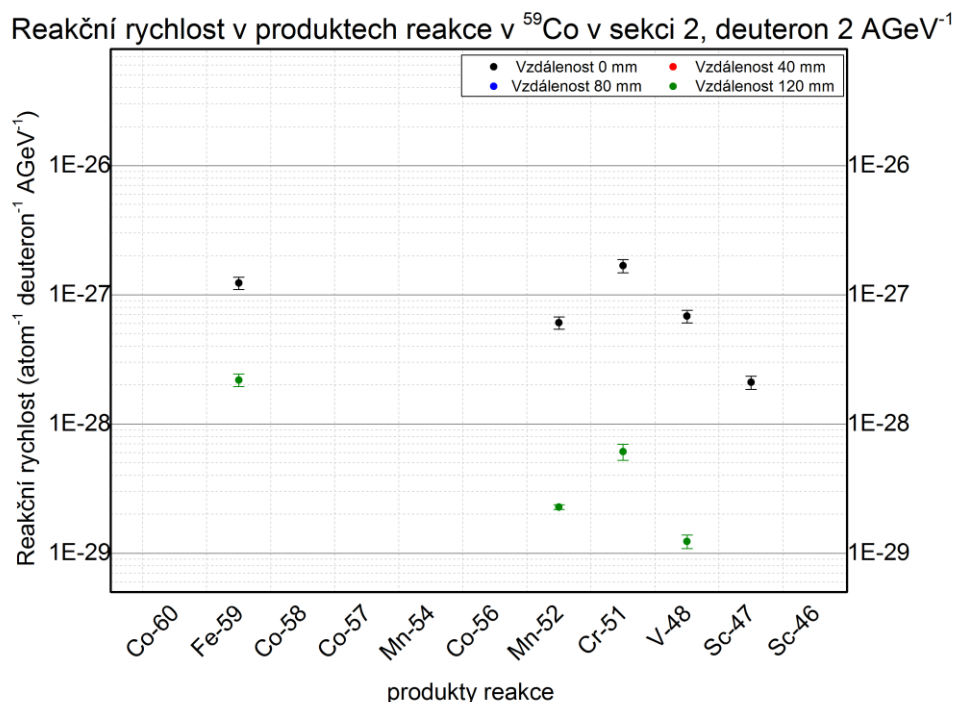
### Ozařování deuterony s energií 2 AGeV

Výsledky ozařování pro jednotlivé sekce jsou uvedeny níže v příložených grafech. Při tomto ozařování byly zkoumány pouze prvky  $^{59}\text{Fe}$ ,  $^{52}\text{Mn}$ ,  $^{51}\text{Cr}$ ,  $^{48}\text{V}$  a  $^{47}\text{Sc}$ . Tyto produkty byly voleny z důvodu dřívějšího ozařování kobaltových vzorků, které proběhlo zhruba před rokem a půl. Těchto pět produktů mohlo být analyzováno, protože již uplynulo deset poločasů rozpadu. Po deseti poločasech rozpadu se bere produkt jako „vymřelý“. Při ozařování deuterony s energií 2 AGeV je reakční rychlost v sekci 3 oproti sekci 2 snížena v rozmezí 53–65 %. V sekci číslo 4 je tento poměr 18–33 %. Tabulky s přesnými hodnotami pro jednotlivé reakce a jejich chyby jsou uvedeny v příloze B.

Reakční rychlost v produktech reakce v  $^{59}\text{Co}$  ve vzdálenosti 0 mm, deutron 2 AGeV<sup>-1</sup>



Graf 6 Reakční rychlost produktů reakce v  $^{59}\text{Co}$ , deuterony s energií 2 AGeV, vzdálenost 0 mm



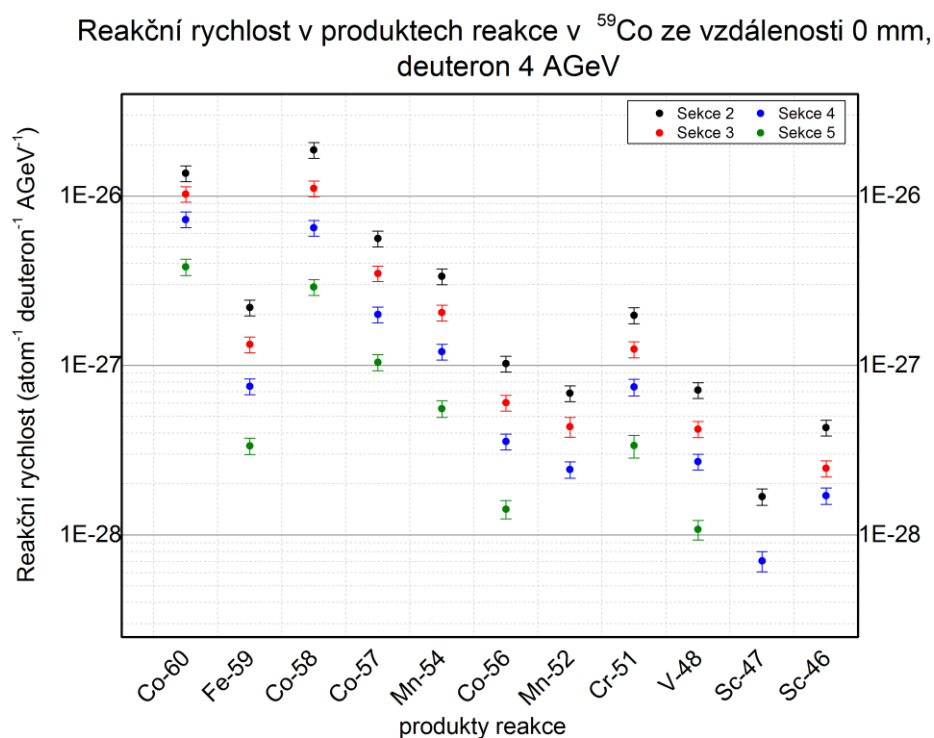
Graf 7 Reakční rychlost produktů reakce v  $^{59}\text{Co}$ , deuteron s energií 2 AGeV, sekce 2

### Ozařování deuteronů s energií 4 AGeV

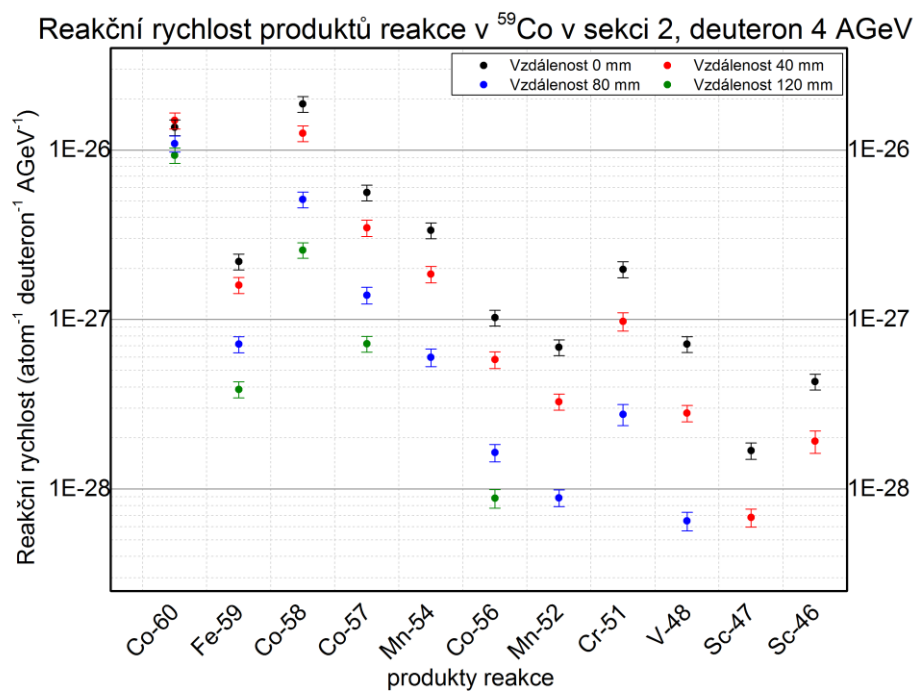
Při ozařování částicemi deuteron s energií 4 AGeV, tato energie byla dvojnásobná, než v předchozím experimentu. V tomto experimentu bylo analyzováno 11 produktů reakce. V prvním je vynesena reakční rychlost pro jednotlivé produkty v různých sekcích. Z grafu je patrné, že produkty z kobaltového vzorku, který byl v pozici 2, mají vyšší reakční rychlost, než produkty ze vzdálenějších pozic. Reakční rychlosti produktů v páté sekci byly nižší než reakční rychlosti produktů v sekci druhé. Poměr reakčních rychlostí je v poměru 28,1–15,1 %. Vyšší procentuální hodnota je pro produkt  $^{60}\text{Co}$  a nižší hodnota je pro  $^{48}\text{V}$ . Přesné hodnoty i s chybami jsou uvedeny v příloze B. Reakční rychlost neklesá kontinuálně, protože účinné průřezy vznikajících produktů mají rozdílnou velikost a rozdílnou prahovou energii.

Graf 9 znázorňuje porovnání reakčních rychlostí jednotlivých produktů reakce v sekci číslo 2, kde byly vzorky rozmístěny do čtyřech vzdáleností od středu svazku. Reakční rychlosti se snižují se zvyšující se vzdáleností od středu svazku, což ukazuje na to, že počet neutronů klesá jak s poloměrem, tak s podélnou vzdáleností. Poměr mezi vzorkem na pozici nejbližší k svazku částic a vzorkem, který byl ve vzdálenosti 120 mm je v rozmezí 68,5–8 % (vyšší hodnota je pro  $^{60}\text{Co}$  a nižší hodnota pro  $^{56}\text{Co}$ ).

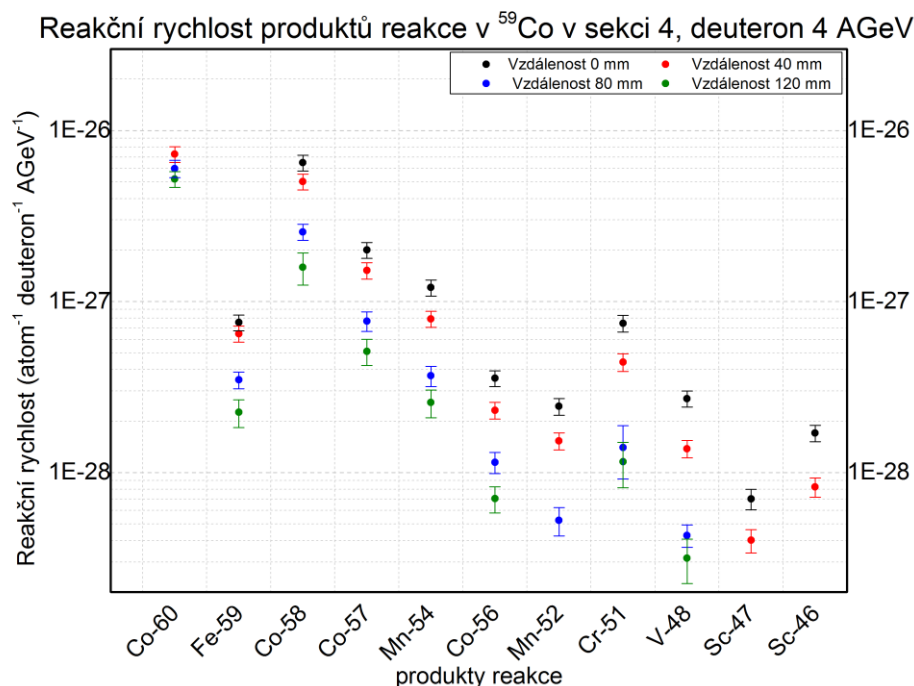
Poslední porovnání tohoto ozařování je pro sekci číslo 4 pro čtyři vzdálenosti od středu svazku. Reakční rychlosti mají nejvyšší hodnotu v pozici nejbližší svazku, naopak nejnižší hodnota je ze vzorku umístěného v nejvzdálenější pozici. Poměr mezi jednotlivých reakcí mezi nejbližší a nejvzdálenější pozicí jsou v rozmezí 71–11 %.



Graf 8 Reakční rychlost produktů reakce v  $^{59}\text{Co}$ , deuterony s energií 4 AGeV, vzdálenost 0 mm



Graf 9 Reakční rychlost produktů reakce v  $^{59}\text{Co}$ , deuterony s energií 4 AGeV, sekce 2



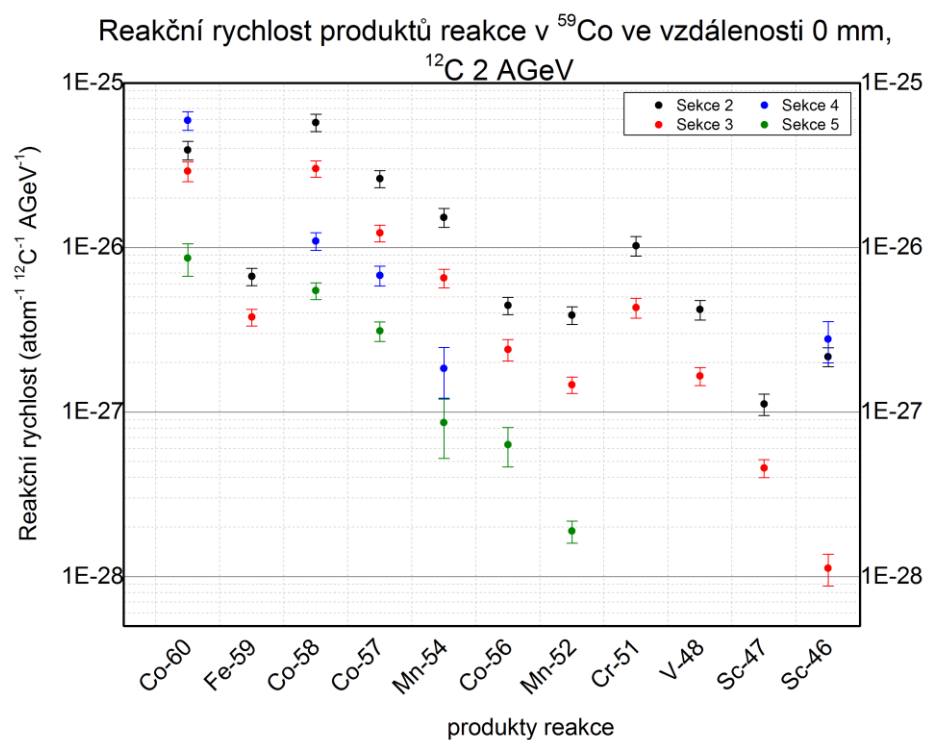
Graf 10 Reakční rychlost produktů reakce v  $^{59}\text{Co}$ , deuterony s energií 4 AGeV, sekce 4

### Ozařování $^{12}\text{C}$ s energií 2 AGeV

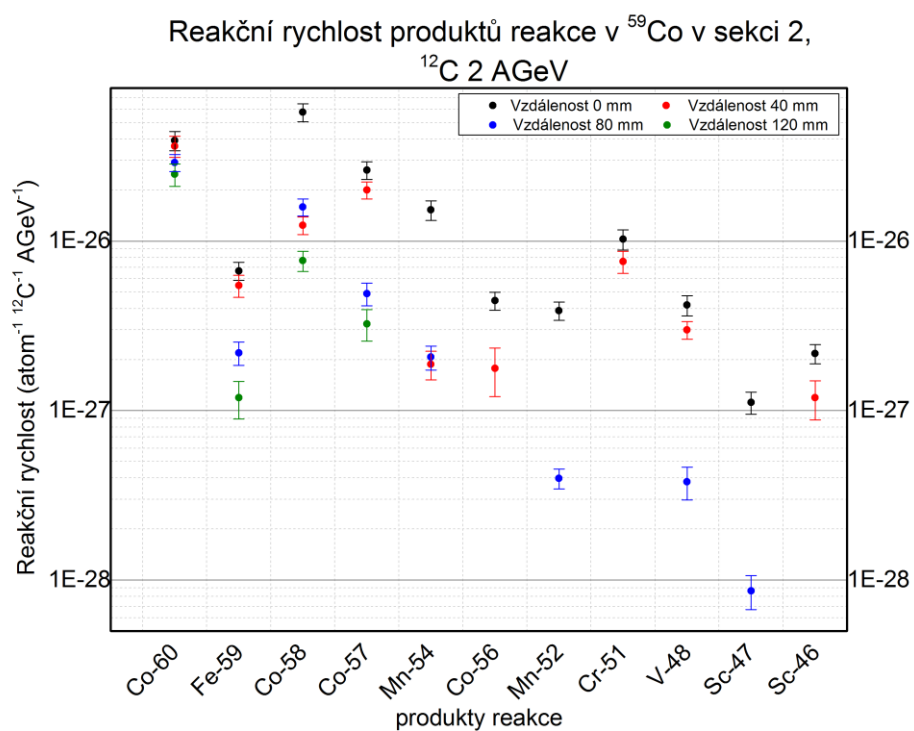
Výsledné hodnoty na níže uvedených grafech jsou z ozařování spalačního terče částicemi  $^{12}\text{C}$  s energií 2 AGeV. Graf 11 znázorňuje výsledky produktů reakce z  $^{59}\text{Co}$ , které byly rozloženy po spalačním terči *QUINTA* na pozicích 0 mm od svazku částic v sekcích 2, 3, 4 a 5. Reakční rychlosti jsou ve většině případů klesající se zvyšující se podélnou vzdáleností. Toto neplatí pro hodnoty  $^{60}\text{Co}$  a  $^{46}\text{Sc}$  z vzorku, který se nacházel v sekci 4. Výsledky těchto dvou produktů mají několikanásobně vyšší hodnotu, než by měla být jejich předpokládaná hodnota. Nebyla nalezena žádná systematická chyba ve výpočtu.

V Graf 12 jsou uvedeny hodnoty pro produkty reakce v kobaltových vzorcích v sekci 2 ve vzdálenostech 0, 40, 80 a 120 mm od středu svazku částic. Nejvyšší hodnoty jsou v na pozici 0 mm od středu svazku, jak již bylo při experimentech s deuterony. Poměr mezi pozicí 0 mm a 120 mm jsou v rozmezí od 63 do 12 %.

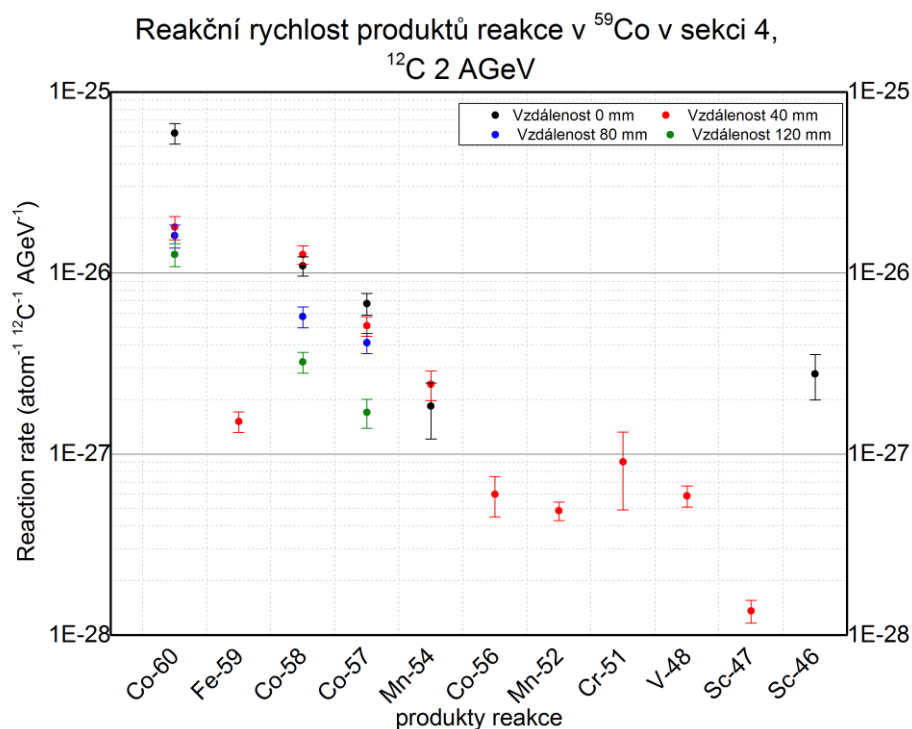
V posledním grafu pro toto ozařování je znázorněno porovnání reakčních rychlostí v sekci číslo 4 v různých vzdálenostech od středu svazku částic. Ve vzdálenosti 120 mm od svazku částic byly objeveny pouze tři reakce. Tento fakt může být způsoben dlouhým časovým intervalem mezi ozařováním a měřením spekter.



Graf 11 Reakční rychlost produktů reakce v  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{12}\text{C}$  s energií 2 AGeV, vzdálenost 0 mm



Graf 12 Reakční rychlost produktů reakce v  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{12}\text{C}$  s energií 2 AGeV, sekce 2

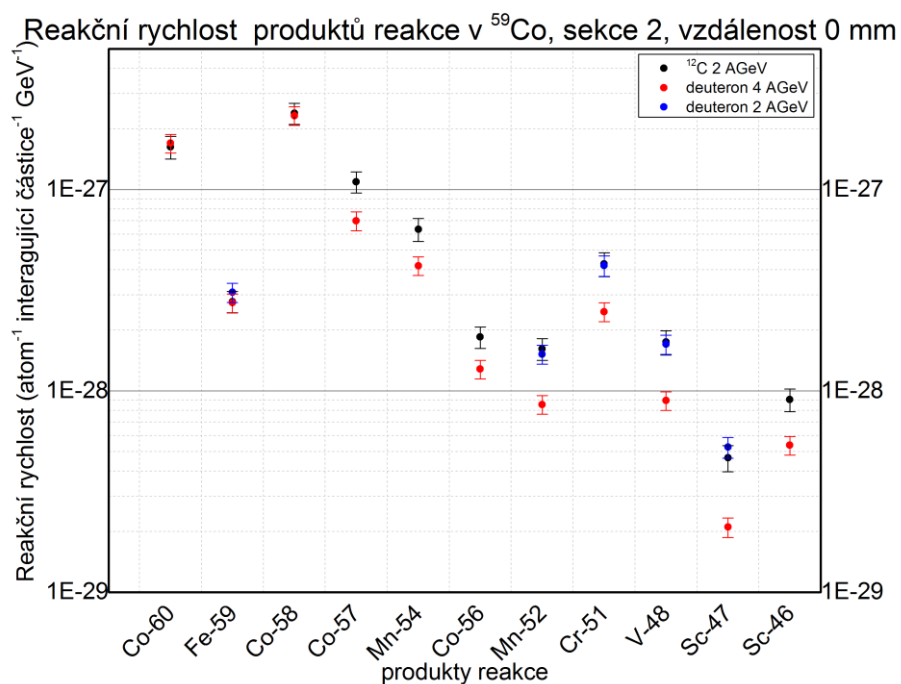


Graf 13 Reakční rychlost produktů reakce v  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{12}\text{C}$  s energií 2 AGeV, sekce 4

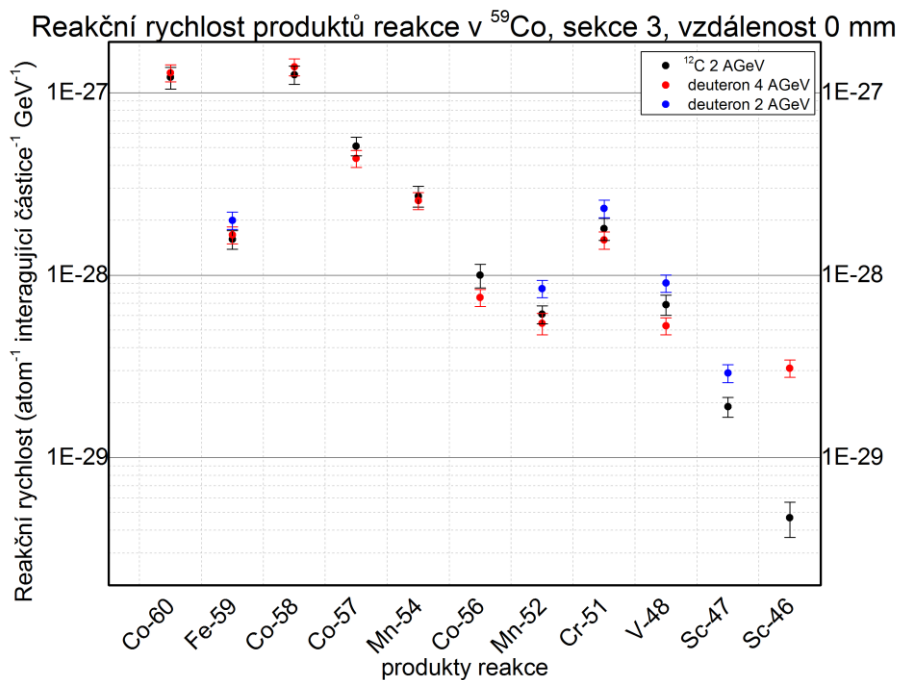
### Porovnání reakčních rychlostí veškerých ozařování

V této části jsou graficky znázorněna a mezi sebou porovnává všechna ozařování. Reakční rychlosti byly vztaženy na energii 1 GeV. Obecně se tento postup provádí vydělením reakční rychlosti energií částic vycházející z urychlovače a počtem nukleonů v částici. Pro ozařování deuterony s energií 2 AGeV byla reakční rychlost vydělena 4. Pro deuterony s energií 4 AGeV se celková reakční rychlost dělena hodnotou 8 a pro reakční rychlost z ozařování  $^{12}\text{C}$  s energií 2 AGeV tato hodnota byla 24. V Graf 14 až Graf 17 se reakční rychlosti, pro ozařování různými energiemi a různými částicemi, shodují v rámci 1 až 2 odchylek.



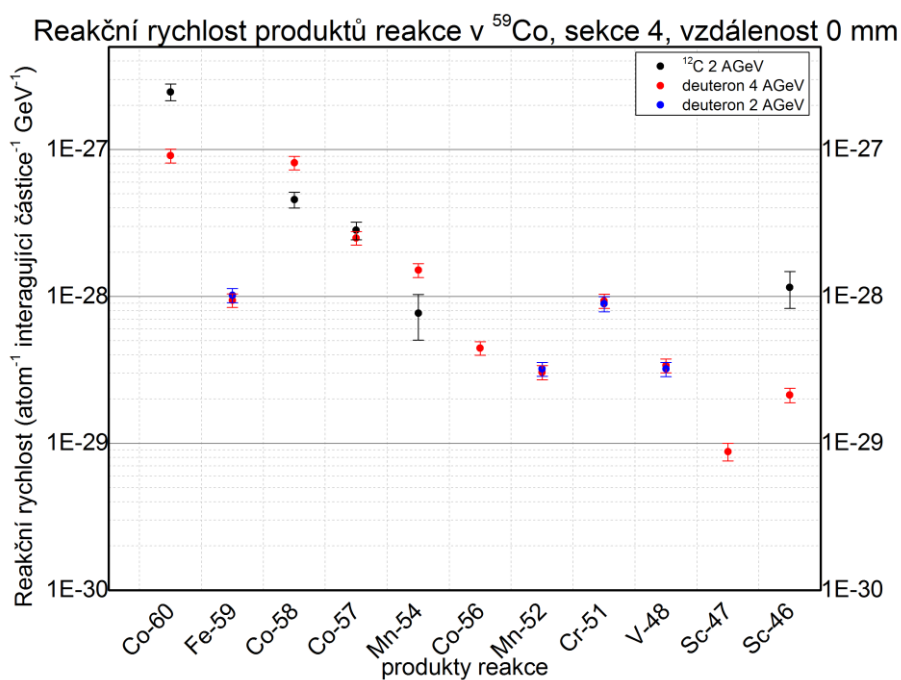


Graf 14 Porovnání všech ozařování v sekci 2 ve vzdálenosti 0 mm

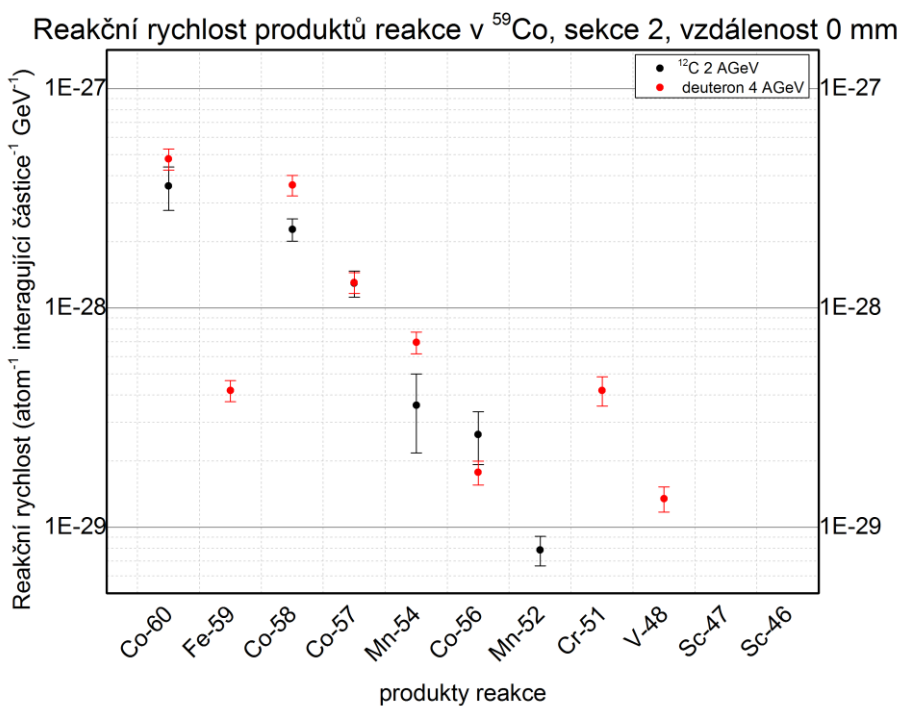


Graf 15 Porovnání všech ozařování v sekci 3 ve vzdálenosti 0 mm





Graf 16 Porovnání všech ozařování v sekci 4 ve vzdálenosti 0 mm

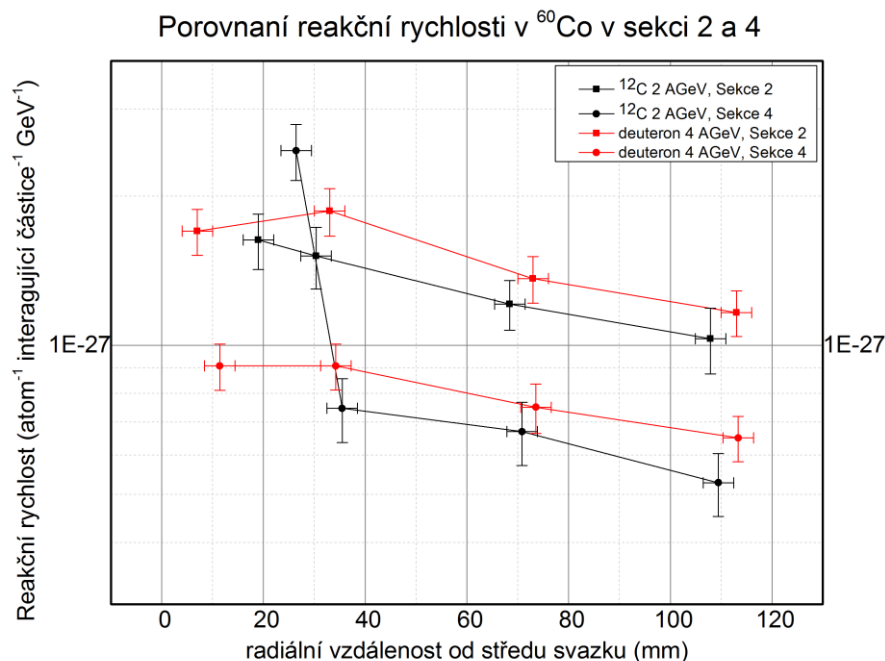


Graf 17 Porovnání všech ozařování v sekci 5 ve vzdálenosti 0 mm

Kromě reakčních rychlostí horizontálních pozic vzorků pro všechna ozařování byly porovnány také reakční rychlosti ve vertikálních polohách pro sekce 2 a 4. V jednom grafu jsou vyneseny reakční rychlosti pro ozařování s deuterony s energií 4 AGeV a pro ozařování s  $^{12}\text{C}$  s energií

2 AGeV. Porovnání vertikálních poloh bylo provedeno pro pět základních reakcí. Tyto reakce byly  $(n,\gamma)$ ,  $(n,p)$ ,  $(n,2n)$ ,  $(n,3n)$  a  $(n,4n)$ . V grafech jsou reakční rychlosti pro přesné vzdálenosti kobaltových vzorků a pro jednotlivá ozařování. Chyby v ose x jsou uvedeny z důvodu nepřesného uložení vzorku na jeho pozici. Pro všechny pozice byla uvažována stejná chyba a to v rámci 3 mm

Graf 18 znázorňuje reakční rychlosti pro produkt  $^{60}\text{Co}$ . Reakční rychlost se snižuje se zvyšující se vzdáleností od paprsku částic. Po započítání chyb měření jsou reakční rychlosti z obou ozařování téměř totožné. Jediná odlišná hodnota je pro reakční rychlost  $^{60}\text{Co}$  ze sekce 4 a vzdálenosti 0 mm od středu svazku. Velikost této hodnoty byla již komentována v předchozí části.



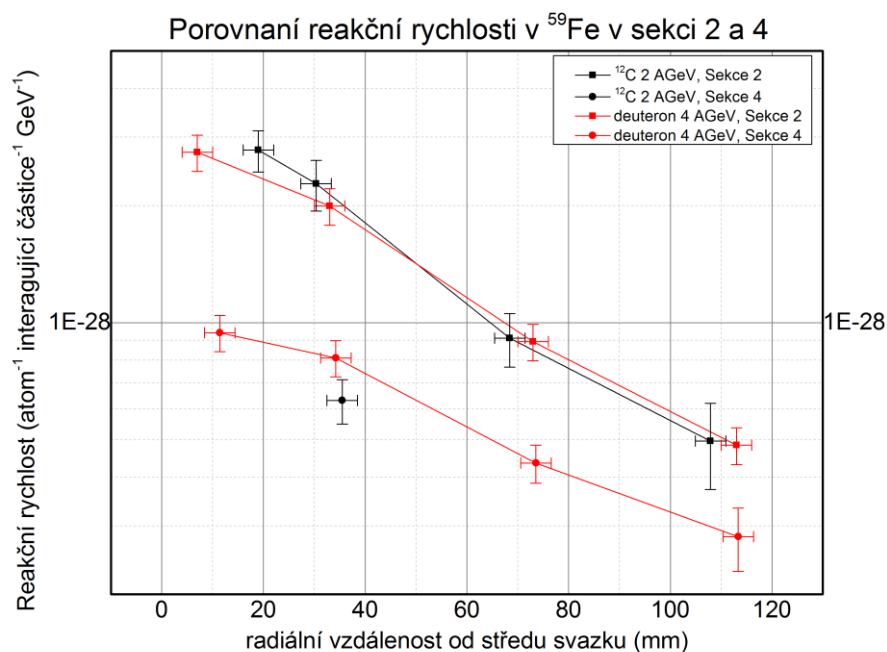
Graf 18 Porovnání reakčních rychlostí  $^{60}\text{Co}$  v odlišných vzdálenostech

Další je porovnání reakce  $^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$ . V tomto grafu mají křivky „sekcí 2“ velmi dobrou shodu. Bohužel pro  $^{59}\text{Fe}$  v sekci 4 při ozařování  $^{12}\text{C}$  je pouze jedna hodnota, tudíž není možné zhodnotit tento průběh.

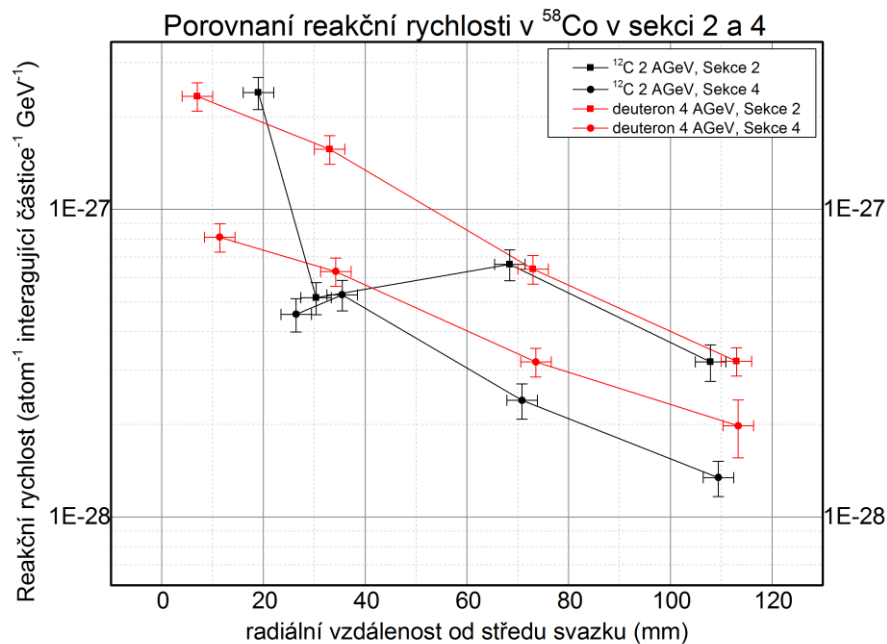
Porovnání reakčních rychlostí pro  $^{58}\text{Co}$  je znázorněno v Graf 20. Téměř všechny hodnoty se shodují v rámci 1 odchylky. Toto neplatí pro vzorek, který byl umístěn v sekci 2 při ozařování částicemi  $^{12}\text{C}$ . Tato reakční rychlost je ve shodě 3 až 4 odchylek.

Větší hodnoty pro reakční rychlosti  $^{57}\text{Co}$  jsou z ozařování  $^{12}\text{C}$ . Tyto hodnoty jsou znázorněny v Graf 21. Rozdíl mezi jednotlivými hodnotami je v rozmezí 1 až 2 odchylek.

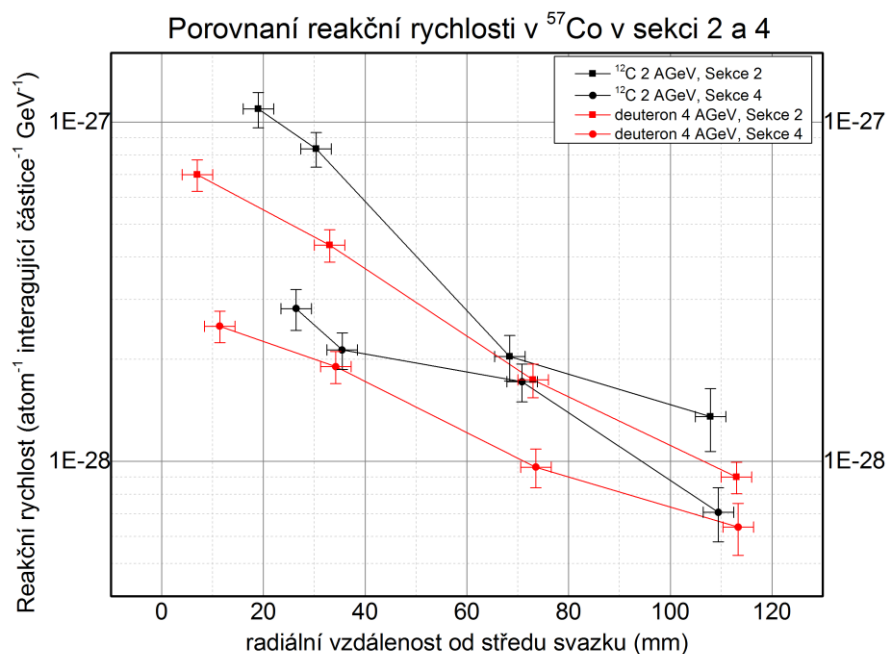
Poslední graf v této části porovnává reakční rychlost  $^{56}\text{Co}$ . Hodnoty ve vzdálenosti 0 mm v sekci se rozcházejí v rámci téměř 2 odchylek. Téměř přesná shoda je na pozici 40 mm v obou sekcích. Bohužel další porovnání není možné, protože další produkty  $^{56}\text{Co}$  nebyly naměřeny.



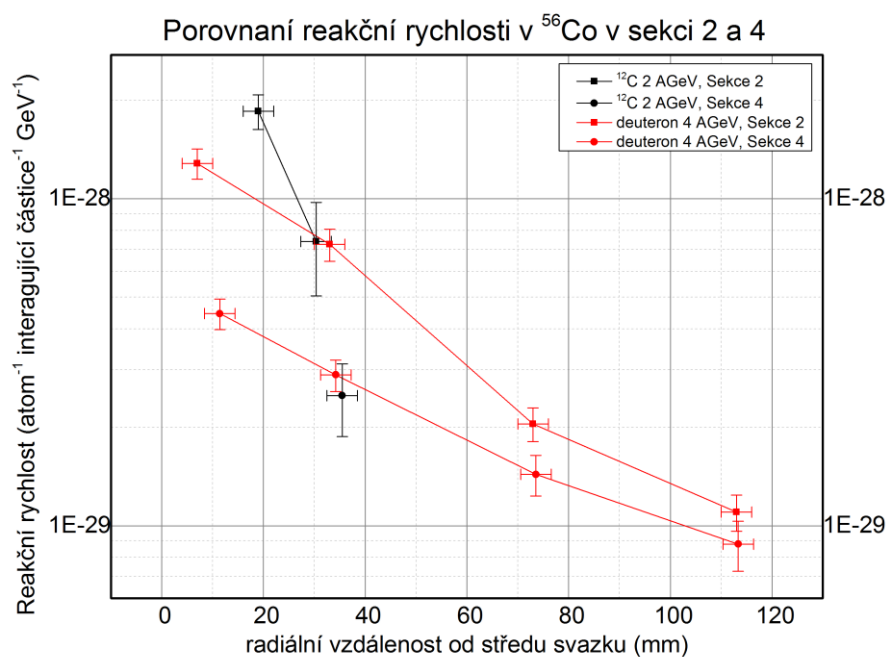
Graf 19 Porovnání reakčních rychlostí  $^{59}\text{Fe}$  v odlišných vzdálenostech



Graf 20 Porovnání reakčních rychlostí  $^{58}\text{Co}$  v odlišných vzdálenostech



Graf 21 Porovnání reakčních rychlostí  $^{57}\text{Co}$  v odlišných vzdálenostech



Graf 22 Porovnání reakčních rychlostí  $^{56}\text{Co}$  v odlišných vzdálenostech

## 5.6 Porovnání experimentálních reakčních rychlostí se simulovanými

V této části jsou porovnány experimentální hodnoty reakčních rychlostí s vypočtenými hodnotami ze simulace neutronového toku z kódu MCNPX 2.6 a vypočteného účinného průřezu. Porovnání je provedeno pro reakční rychlosti produktů  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{59}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Co}$ ,  $^{57}\text{Co}$  a  $^{56}\text{Co}$ . Porovnání je provedeno pouze pro ozařování deuterony s energií 4 AGeV a ozařování s částicemi  $^{12}\text{C}$  s energií 2 AGeV. Byly určeny poměry mezi experimentálními a vypočtenými hodnotami. Tyto poměry jsou určeny pro hodnoty ve všech sekcích a pozicích pro výše zmíněné experimenty. Výsledky experimentálních i simulovaných hodnot jsou uvedeny v tabulkách v příloze B.

### Porovnání experimentálních a simulovaných hodnot pro ozařování deuterony s energií 4 AGeV

Porovnání experimentálních reakčních rychlostí s vypočtenými pro produkty  $^{60}\text{Co}$  ve všech sekcích i pozicích, ve kterých byly upevněny kobaltové vzorky, jsou vyneseny v Graf 23. Nejlepší shoda mezi experimentem a simulací je v sekci 4 na pozici 0 mm. Tento poměr je  $1,1 \pm 0,1$ . Naopak největší rozdíl byl v sekci 2 na pozici 120 mm, hodnota poměru je  $1,8 \pm 0,2$ .

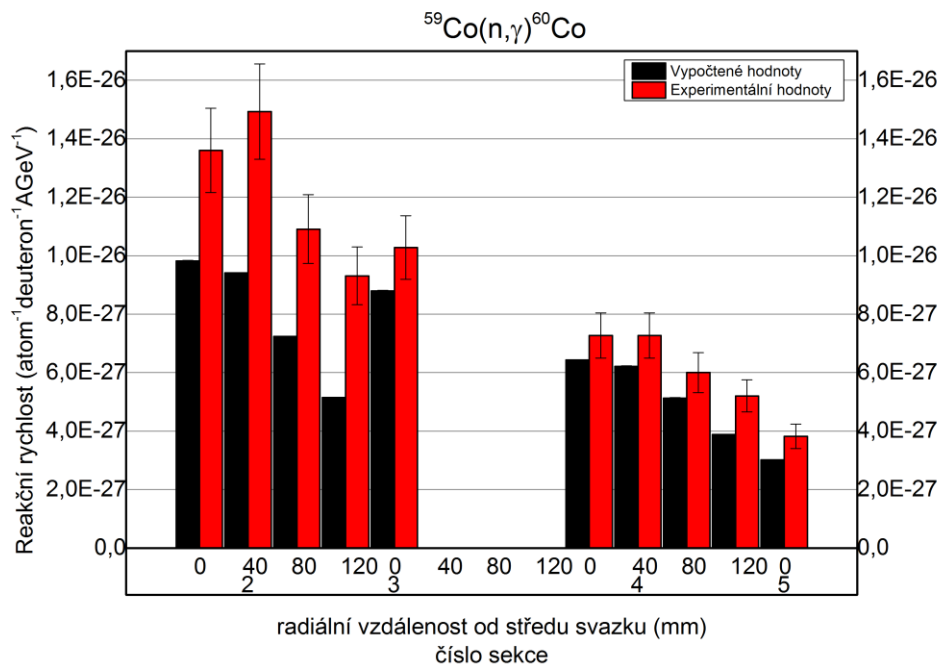
Při porovnání reakčních rychlostí u  $^{59}\text{Fe}$  byla ve všech případech větší vypočtená reakční rychlost než experimentální. Nejlepší shoda byla pro u vzorku umístěného v sekci 2 na pozici 120 mm. Poměr hodnot je  $0,8 \pm 0,1$ , naopak nejmenší shoda byla v sekci 4 na pozici 120 mm a to  $0,5 \pm 0,1$ .

V Graf 25 je znázorněno porovnání pro  $^{58}\text{Co}$ . Zde jsou jako v předchozím případě vypočtené hodnoty vyšší než ty experimentální. Poměr v jednotlivých místech se pohybuje v rozmezí  $0,6 \pm 0,1$  až  $0,8 \pm 0,1$ . Přesné hodnoty jsou uvedeny v příloze B.

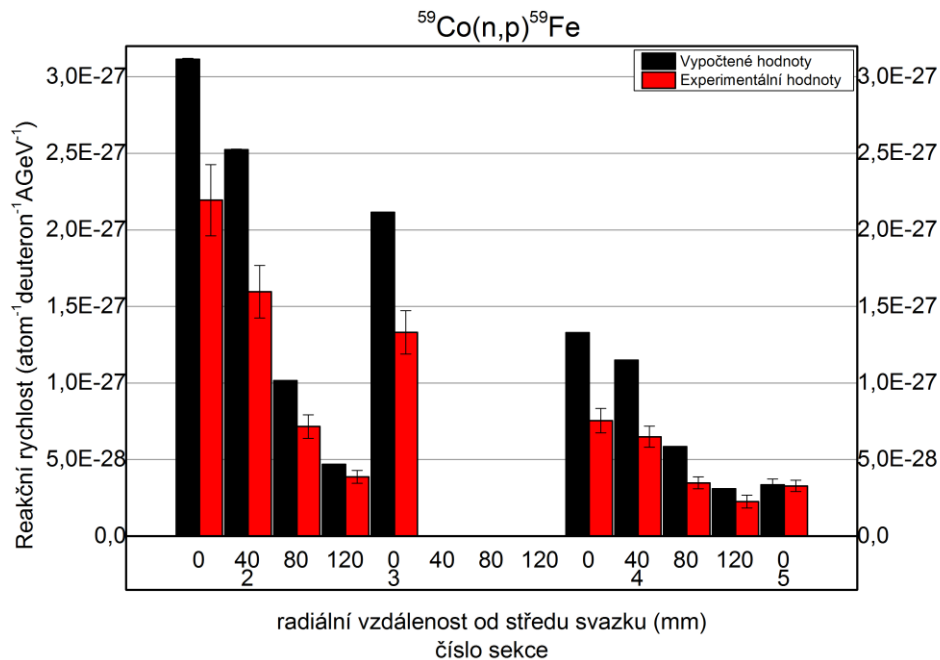
Porovnané hodnoty pro produkt  $^{57}\text{Co}$  jsou znázorněny v Graf 26. V tomto případě byly experimentální hodnoty větší než vypočtené. Rozmezí vypočtených hodnot se pohybovalo od  $1,4 \pm 0,2$  do  $1,7 \pm 0,2$ .

V Graf 27 je znázorněno porovnání pro produkt  $^{56}\text{Co}$ . Všechny experimentální hodnoty jsou vyšší než vypočtené. Nejlepší shoda byla v sekci 2 na pozici 80 mm, naopak nejvyšší rozdíl byl v pozici 0 mm. Tyto poměry byly  $1,1 \pm 0,1$  a  $2 \pm 0,2$ .

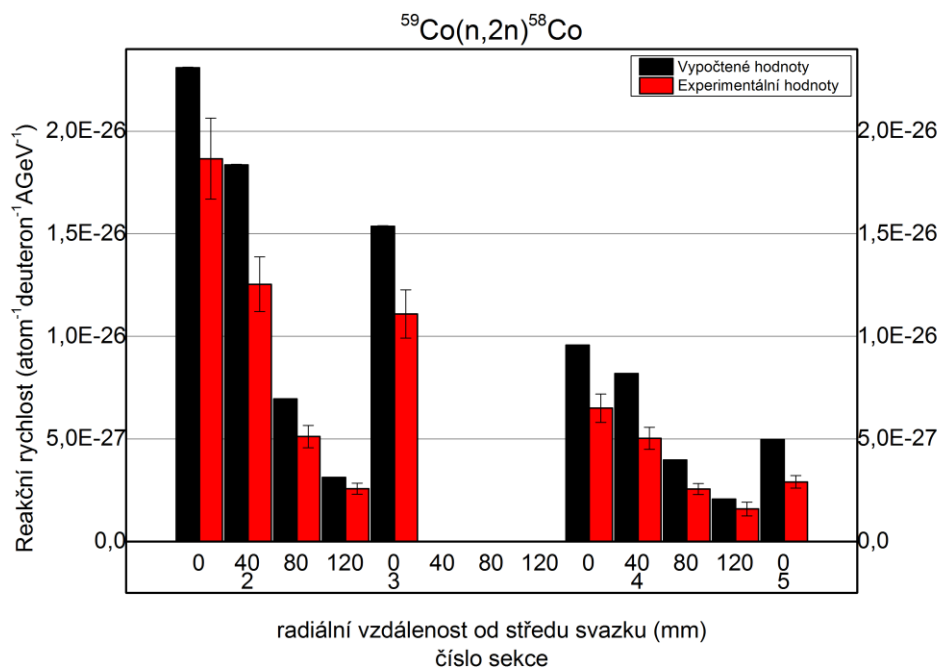
Na těchto grafech je zřetelně vidět, že reakční rychlost se snižuje jak se zvyšující se vzdáleností od centra svazku částic, tak se zvyšující se vzdáleností podél spalačního terče *QUINTA*.



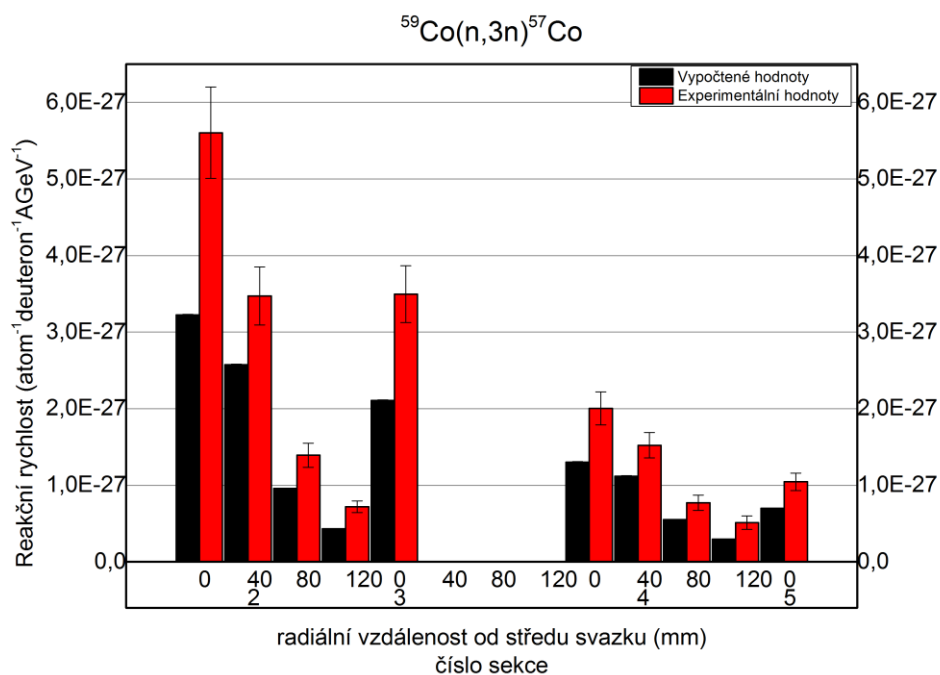
Graf 23 Porovnání experimentu se simulací pro  $^{60}\text{Co}$ , deuterony 4 AGeV



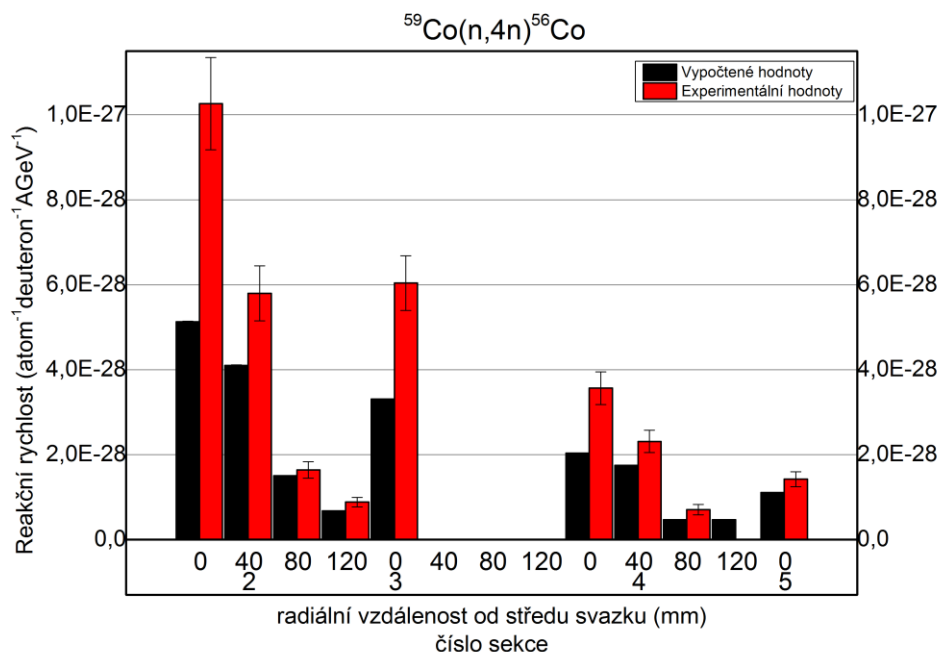
Graf 24 Porovnání experimentu se simulací pro  $^{59}\text{Fe}$ , deuterony 4 AGeV



Graf 25 Porovnání experimentu se simulací pro  $^{58}\text{Co}$ , deuterony 4 AGeV



Graf 26 Porovnání experimentu se simulací pro  $^{57}\text{Co}$ , deuterony 4 AGeV



Graf 27 Porovnání experimentu se simulací pro  $^{56}\text{Co}$ , deuterony 4 AGeV

### Porovnání experimentálních a simulovaných hodnot pro ozařování $^{12}\text{C}$ s energií 2 AGeV

V této části jsou porovnány experimentální reakční rychlosti s vypočtenými z ozařování částicemi  $^{12}\text{C}$ , které měly energii 2 AGeV. V Graf 28 je znázorněno porovnání pro produkt reakce  $^{60}\text{Co}$ . Vypočtené poměry se ve většině případů pohybují v rozmezí 30%. Jediná hodnota, která není v této shodě, je v sekci 4 na pozici 0 mm ( $2,22 \pm 0,3$ ). Tato hodnota již byla komentována v předchozí části.

Pro produkt  $^{59}\text{Fe}$  jsou nasimulované hodnoty vyšší než experimentální. Poměry jednotlivých hodnot nejsou příliš ve shodě viz. Graf 29. Největší odchylka je v sekci 2 a 4 na pozici 0 mm. Tyto poměry jsou  $0,3 \pm 0,1$ .

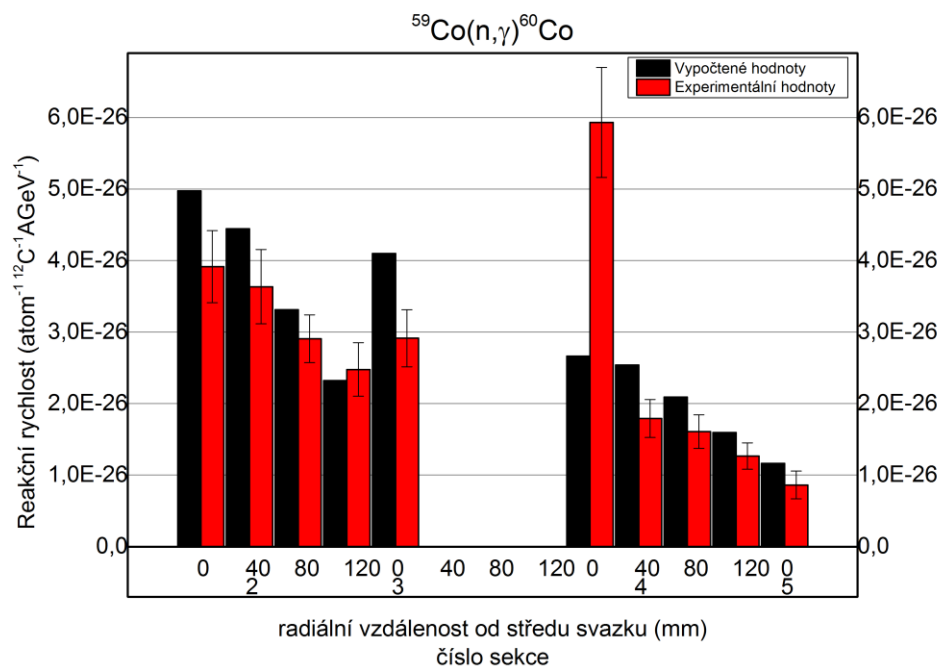
Graf 30 znázorňuje porovnání výsledků pro  $^{58}\text{Co}$ . Vypočtené hodnoty jsou několikanásobně vyšší než hodnoty experimentální. V sekci 2 na pozici 40 mm je poměr hodnot  $0,1 \pm 0,1$ . „Nejllepší“ shoda je v sekci 2 v pozici 120 mm ( $0,6 \pm 0,1$ ).

V Graf 31 je znázorněno porovnání pro  $^{57}\text{Co}$ . Toto porovnání vyšlo oproti předchozím v relativně dobré shodě, ve vzdálenosti 0 mm v sekci 2 je výsledný poměr  $1,0 \pm 0,1$  a v sekci 4, na stejné pozici, je tento poměr také  $1,0 \pm 0,1$ . Největší poměr mezi experimentální a vypočtenou hodnotou byl v sekci 4 na pozici 80 mm. Jeho hodnota je  $1,82 \pm 0,2$ .

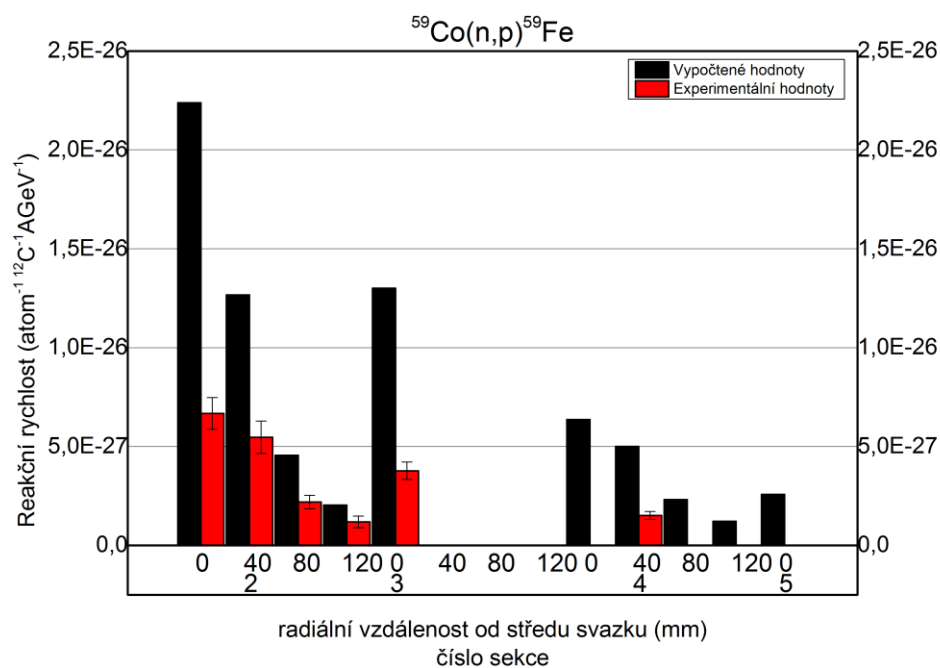
Poslední v této sekci je porovnání hodnot pro  $^{56}\text{Co}$ . Hodnoty z jednotlivých sekcí jsou znázorněny v Graf 32. Tento produkt byl detekován pouze na polovině pozic. Při prvním pohledu je patrná shoda experimentálních hodnot s vypočtenými v rámci 1 až 2 odchylek. V sekci 2 a 3 na pozici 0 mm od středu svazku byl poměr hodnot  $1,0 \pm 0,1$ . Nejmenší shoda byla v sekci 5 na pozici 0 mm. Tato hodnota byla  $1,4 \pm 0,4$ .



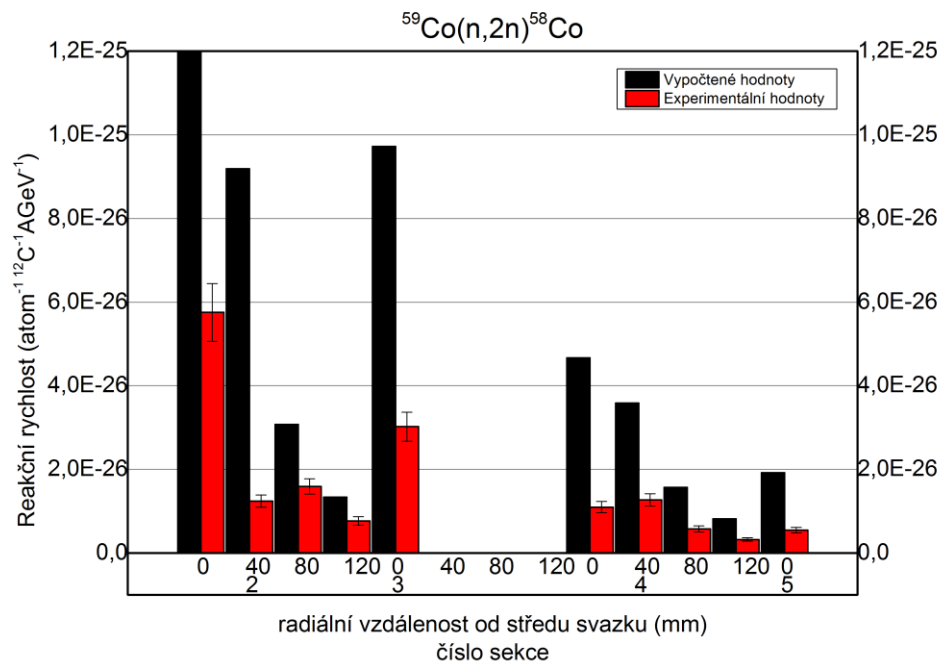
Přesné hodnoty experimentálních i vypočtených hodnot i s jednotlivými poměry pro všechny reakce jsou uvedeny v příloze B.



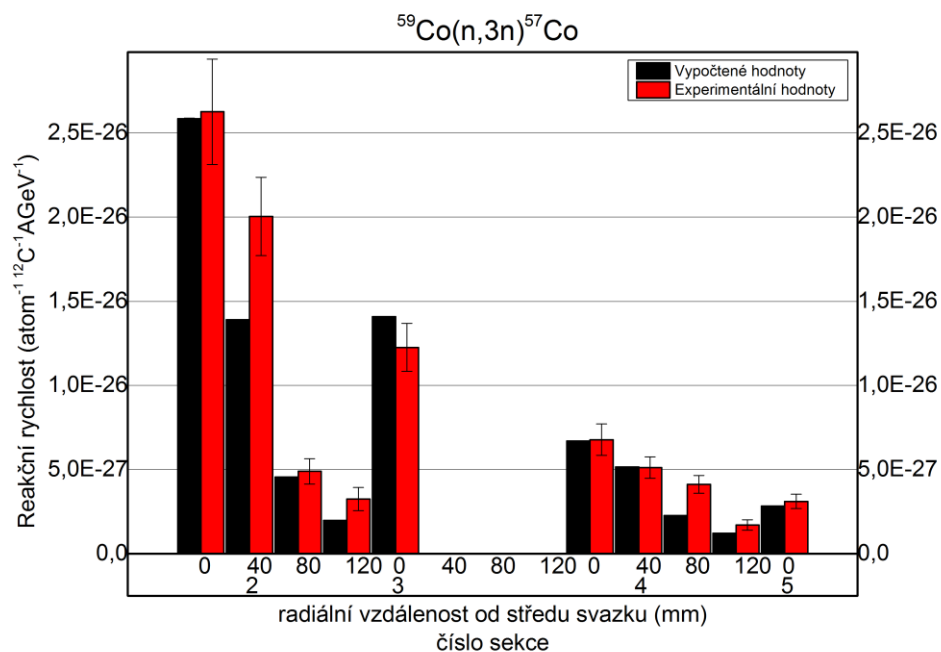
Graf 28 Porovnání experimentu se simulací pro  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{12}\text{C}$  2 AGeV



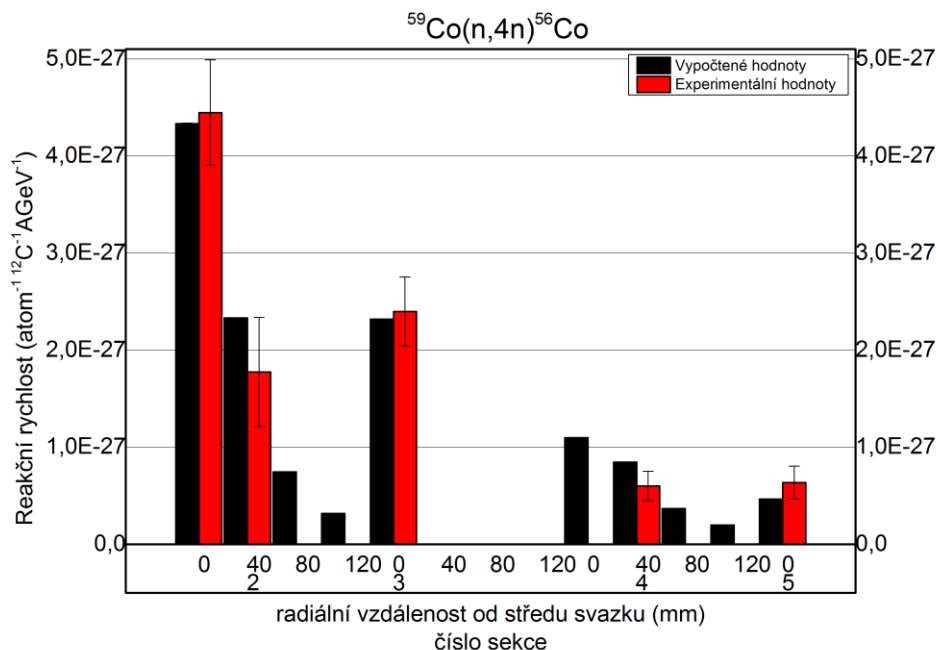
Graf 29 Porovnání experimentu se simulací pro  $^{59}\text{Fe}$ ,  $^{12}\text{C}$  2 AGeV



Graf 30 Porovnání experimentu se simulací pro  $^{58}\text{Co}$ ,  $^{12}\text{C}$  2 AGeV



Graf 31 Porovnání experimentu se simulací pro  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{12}\text{C}$  2 AGeV



Graf 32 Porovnání experimentu se simulací pro  $^{56}\text{Co}$ ,  $^{12}\text{C}$  2 AGeV

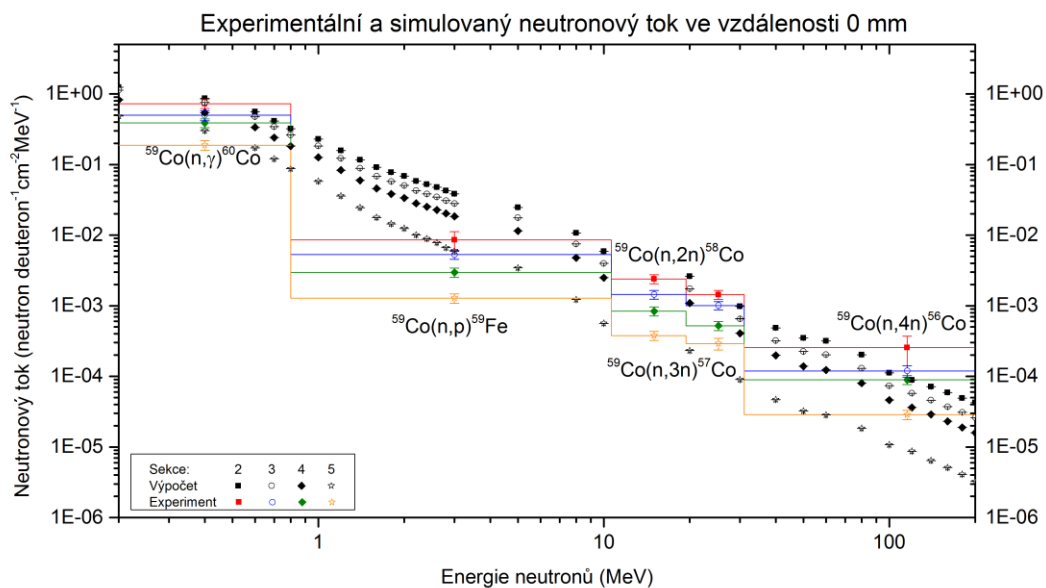
## 5.7 Porovnání experimentálního neutronového toku se simulovaným

Porovnání neutronových spekter bylo provedeno pro ozařování ze dne 7. 12. 2013, kdy byl ozařován terč *QUINTA* energií 4 AGeV na deuteron a 17. 12. 2013, kdy bylo provedeno ozařování s částicemi  $^{12}\text{C}$  a energií 2 AGeV. Průběhy neutronových spekter byla vypočtena pro jednotlivá měřící pozice ve spalačním terči.

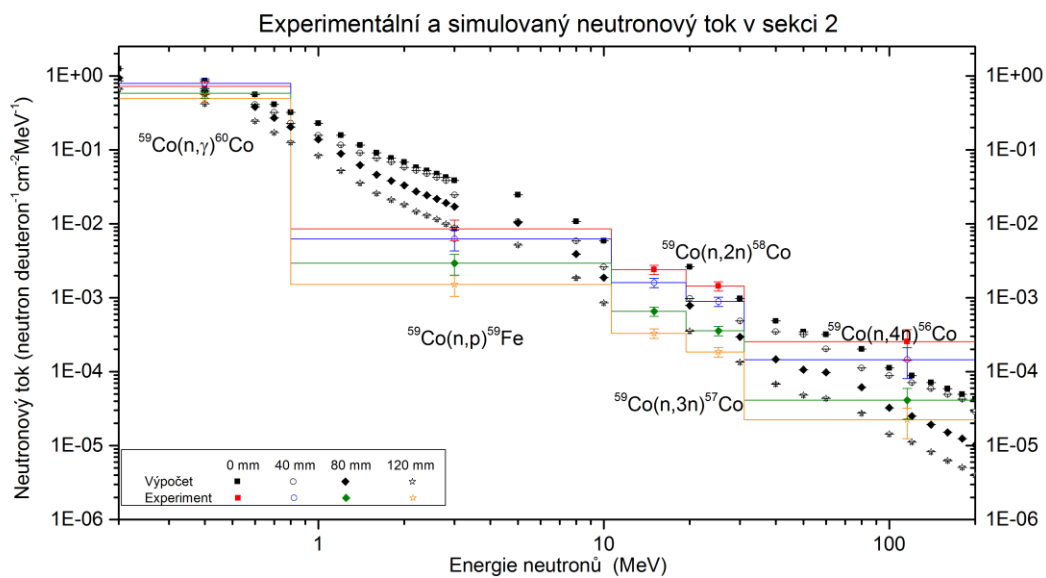
Výpočet neutronového toku byl proveden metodou z [59] pomocí rovnic (5.27) – (5.31) popsané v odstavci 5.2.4. V níže uvedených grafech je znázorněno experimentální neutronové spektrum, které bylo porovnané se simulací z MCNPX 2.6.

### Porovnání neutronového toku pro ozařování deuterony o energii 4 AGeV

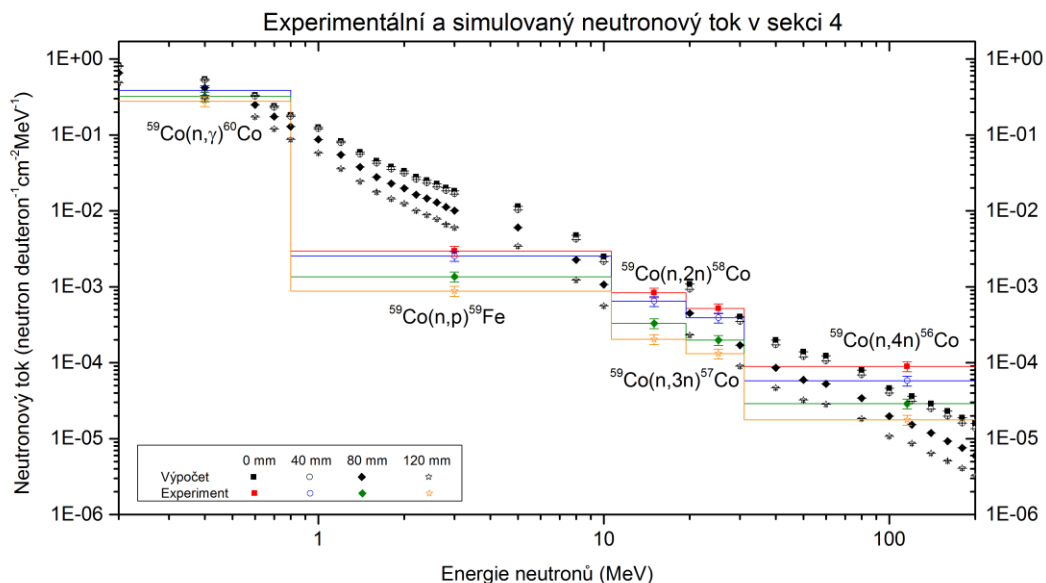
Graf 33 znázorňuje porovnání experimentálního neutronového toku se simulovaným ve všech sekcích ve vzdálenosti 0 mm od středu svazku. Prahové energie jednotlivých reakcí byly určeny z tabulkových hodnot. Reakce (n,γ) nemá žádný práh, tudíž pro výpočet byla vzata hodnota od 0 MeV do prahové energie (n,p), jejíž hodnota je 0,8 MeV. Dále se počítalo s energetickým rozhraním další reakce. Tabelovaný energetický práh reakce (n,2n) je 10,63 MeV. S reakcí (n,2n) bylo počítáno až do hodnoty 19,35 MeV, kde je hodnota prahové energie pro reakci (n,3n). Poslední uvažovaná je (n,4n) reakce, která má práh 30,92 MeV. Simulovaný neutronový tok má relativně dobrou shodu v rámci 1 až 2 odchylek s vypočteným neutronovým tokem z reakcí (n,γ), (n,2n), (n,3n) a (n,4n). Shoda v rámci reakce (n,p) je v rozmezí 3 až 5 odchylek.



Graf 33 Porovnání neutronového toku ve vzdálenosti 0 mm, deuteronů 4 AGeV



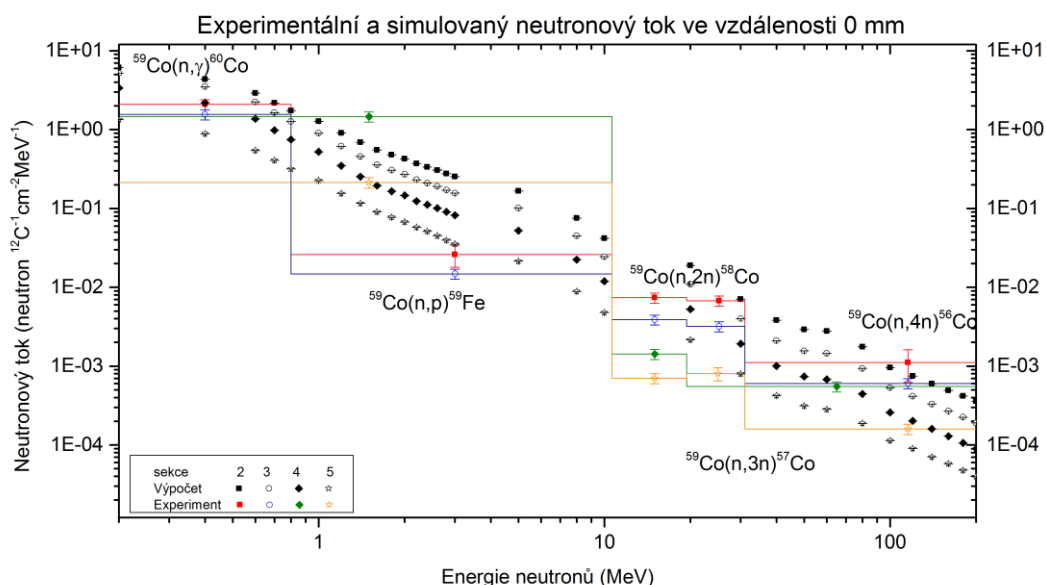
Graf 34 Porovnání neutronového toku v sekci 2, deuteronů 4 AGeV



Graf 35 Porovnání neutronového toku v sekci 4, deuterony 4 AGeV

### Porovnání neutronového toku pro ozařování částicemi $^{12}\text{C}$ o energii 2 AGeV

Graf 36 znázorňuje rozložení neutronového toku ve spalačním terči *QUINTA* při ozařování částicemi  $^{12}\text{C}$ . V sekci 2 a 3 na poloměru 0 mm od středu svazku byl neutronový tok počítán z reakce  $(n,\gamma)$  v energetickém rozmezí do 0,8 MeV. V sekci 4 a 5 nebyla změřena reakční rychlost reakce  $(n,p)$ , tudíž se hodnota neutronového toku počítala v energetickém rozsahu 0 až 10,63 MeV. Další hodnoty byly počítány standardním způsobem. Vypočtené hodnoty neutronového spektra jsou v toleranci se simulovaným spektrem v rozsahu 2 až 4 odchylek.

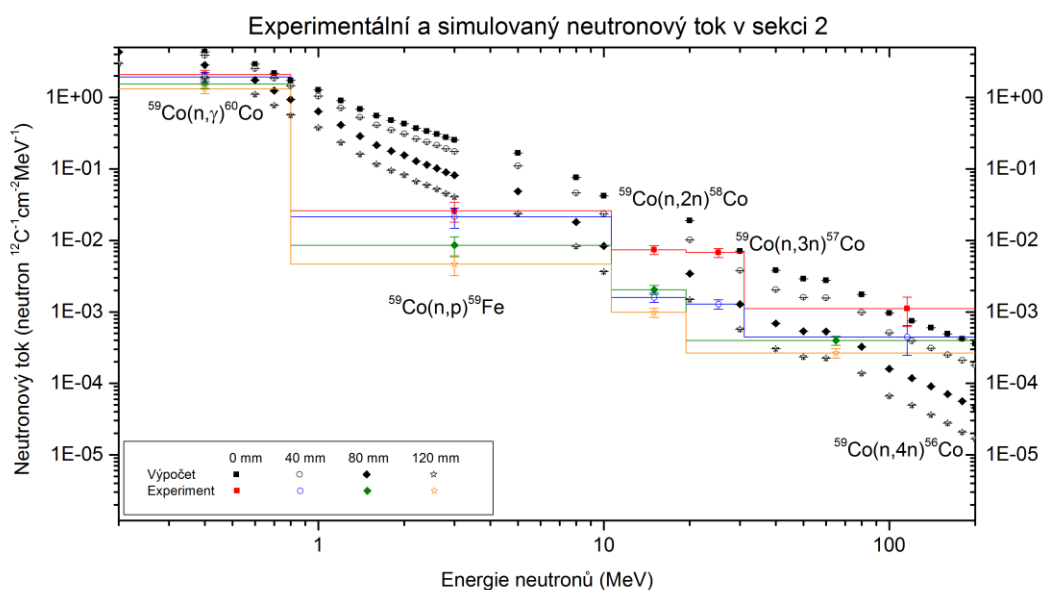


Graf 36 Porovnání neutronového toku ve vzdálenosti 0 mm,  $^{12}\text{C}$  2 AGeV

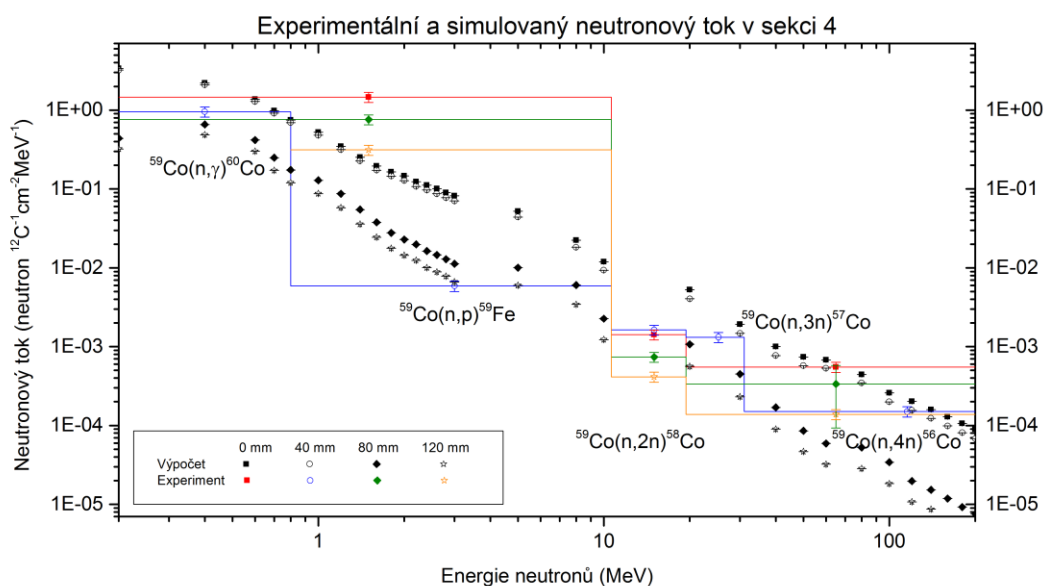
V sekci 4 a 5 nebyla detektory zaznamenána reakční rychlost pro produkt  $^{56}\text{Co}$ . Z tohoto důvodu musel být, pro výpočet neutronového toku, změněn energetický rozsah pro reakci  $(n,3n)$ .

Tento energetický rozsah byl v intervalu od 19,35 do 200 MeV. Rozložení neutronové toku pro sekci 2 je znázorněno v Graf 37. Vypočtený neutronový tok z reakce (n,4n) má shodu se simulací v rámci 1 odchylky. Ostatní mají chybu mezi vypočtenou a simulovanou hodnotou vyšší.

Graf 38 znázorňuje rozložení neutronového toku v sekci číslo 4 v různých vzdálenostech od středu svazku. Pro výpočet neutronového toku z reakční rychlosti reakce (n,γ) odpovídá vypočtená hodnota simulované pouze pro vzdálenost 40 mm od středu svazku v rámci 2 odchylek. Ostatní hodnoty byly počítány v energetickém rozmezí od 0 do 10,63 MeV a nemají dobrou shodu. Celkově lze stanovit, že porovnaný tok v sekci 4 nemá dobrou shodu.



Graf 37 Porovnání neutronového toku v sekci 2,  $^{12}\text{C}$  2 AGeV



Graf 38 Porovnání neutronového toku v sekci 4,  $^{12}\text{C}$  2 AGeV

## 6 ZÁVĚR

Tato diplomová práce je zaměřena na experimentální výzkum urychlovačem řízených systému pro transmutaci vyhořelého jaderného paliva a možnosti použití thoriového palivového cyklu v ADS a dalších typech jaderných reaktorů.

Teoretická část se zabývá základním principem urychlovačem řízených systémů, jejich situací v minulosti, současnosti a možnostmi do budoucna a možnostmi využití thoria v jaderných reaktorech. Podrobně byly popsány výzkumné transmutační sestavy, které se nacházejí ve Spojeném ústavu jaderných výzkumů v Dubně. Dále byly popsány možnosti potenciálního využití thoria jako paliva v jaderné energetice a jeho možné uplatnění pro různé typy jaderných reaktorů.

Praktická část byla zaměřena na experimentální výzkum ve Spojeném ústavu jaderných výzkumů v Dubně. Zde byla v prosinci 2013 provedena 3 ozařování splačného terče *QUINTA*, který byl ozařován deuterony o energii 2 AGeV a 4 AGeV a částicemi  $^{12}\text{C}$  s energií 4 AGeV. Autor se aktivně podílel na přípravě ozařování deuterony s energií 4 AGeV. Při jednotlivých experimentech byly v poli sekundárních neutronů ozářeny kobaltové vzorky umístěné v různých pozicích splačného terče.

Po ozáření byla provedena analýza jednotlivých vzorků pomocí jaderné gama spektrometrie. Pomocí této metody byly určeny reakční rychlosti pro 11 transmutačních produktů, které byly identifikovány v kobaltových vzorcích. Reakční rychlosti produktů z jednotlivých míst splačného terče byly mezi sebou porovnány. Po vyhodnocení reakčních rychlostí ze všech ozařování se došlo k následnému závěru. Největší reakční rychlost byla v sekci číslo 2 v pozici 0 mm od středu svazku částic. Se zvyšující se podélnou vzdáleností ve splačném terči *QUINTA* se reakční rychlost snižovala. Totéž platilo pro zvyšování vzdálenosti od středu svazku. V dalším radiálním kroku byla mezi sebou porovnána jednotlivá ozařování, přičemž reakční rychlosti byly normovány na energii svazku. Ve většině případů byly reakční rychlosti v rámci 1 až 2 odchylek ve shodě.

Následně byly experimentálně stanovené reakční rychlosti porovnány s vypočtenou reakční rychlostí, která byla určena simulací neutronového toku z kódu MCNPX 2.6. Účinné průřezy byly převzaty z knihovny TENDL 2012 pomocí programu NJOY a vypočteny pomocí kódu TALYS 1.6. Porovnáním bylo zjištěno, že reakce  $(n,\gamma)$  pro obě ozařování je ve většině případů ve shodě v rámci 2-3 odchylek pro obě porovnávaná ozařování. Hodnoty reakce  $(n,p)$  se shodovaly v rámci 2-4 chyby. Poměr mezi experimentální a vypočtenou hodnotou pro ozařování deuterony byl pro reakci  $(n,2n)$  v rozmezí od  $0,6 \pm 0,1$  do  $0,8 \pm 0,1$ . Pro hodnoty  $(n,4n)$  byl poměr v rozmezí  $1,1 \pm 0,1$  až  $2 \pm 0,2$ . Pro ozařování s částicemi  $^{12}\text{C}$  vycházely poměry s větší nepřesností. Pro reakci  $(n,\gamma)$  byl tento poměr v rozmezí od  $1,1 \pm 0,2$  do  $2,2 \pm 0,2$ . Poměr reakce  $(n,p)$  byl v nejlepším případě  $0,6 \pm 0,2$ , ale v nejhorším případě  $0,3 \pm 0,1$ . Experimentální hodnota reakce  $(n,2n)$  byla s vypočtenou ve shodě v poměru  $0,6 \pm 0,1$  až  $0,1 \pm 0,1$ . Naopak poměr reakce  $(n,3n)$  byl v šesti případech ve shodě s 1 odchylkou a ve zbylých s 2 odchylkami a reakce  $(n,4n)$  byla také ve shodě v rámci 1-2 odchylek. Toto porovnání poukázalo, že je stále potřeba vylepšovat výpočetní kódy určené pro simulaci produkce a transportu neutronů.

Z vypočtených reakčních rychlostí pro dvě zmíněná ozařování, deuterony o energii 4 AGeV a  $^{12}\text{C}$  s energií 2 AGeV, byl určen experimentální neutronový tok, který byl porovnán se simulovaným neutronovým tokem. Neutronové spektrum bylo určeno pro přímé reakce v  $^{59}\text{Co}$  – tyto reakce byly  $(n,\gamma)$ ,  $(n,p)$ ,  $(n,2n)$ ,  $(n,3n)$  a  $(n,4n)$ . Prahové energie pro jednotlivé reakce byly voleny podle tabelovaných hodnot. Hodnoty neutronového toku určeného z reakcí  $(n,\gamma)$ ,  $(n,2n)$ ,

$(n,3n)$  a  $(n,4n)$  mají dobrou shodu v rámci 1 až dvou odchylek, nicméně hodnota z reakce  $(n,p)$  je ve shodě v rámci 35 odchylek. Možnou příčinou je určení této reakční rychlosti po uplynutí minimálně šesti poločasů rozpadu  $^{59}\text{Fe}$ . Porovnávaný neutronový tok z ozařování částicemi  $^{12}\text{C}$  nemá dobrou shodu. Toto je možné z důvodu nepřesné simulace neutronového toku, nebo chybějící experimentální data některých reakcí, z důvodu slabé intenzity svazku částic  $^{12}\text{C}$ .

Při porovnání vypočtených neutronových spekter z ozařování deuterony o energii 4 AGeV a částicemi  $^{12}\text{C}$  mají lepší shodu neutronová spektra pro deuterony. Pro deuterony byly znány všechny potřebné hodnoty přímých reakcí, kdežto u částic  $^{12}\text{C}$  některé hodnoty chyběly reakčních rychlostí, zejména  $(n,p)$  a  $(n,4n)$ .

Na základě analýzy dat z jednotlivých ozařování by autor doporučil provést další experimenty se změněnými parametry. Jedna z možností je zvýšení energie částic vylétajících z urychlovače částic. Další návrh autora je zvýšení počtu částic, kterými by byl spalační terč ozařován. Tato hodnota by mohla být navýšena o dva řády. V současné době na urychlovači Nuclotron probíhá inovace ve formě projektu NICA, který by po svém dokončení této intenzity mohl dosáhnout. Kromě znění parametrů by autor doporučil změnit částice, kterými bude terč ozařován. V současné době jsou analyzována naměřená data z ozařování, kdy byl terč *QUINTA* ozařován protony o energii 660 MeV na urychlovači Fázotron. Poslední návrh se týká provedení experimentu s jiným materiálem spalačního terče, například thoria.

Část těchto výsledků byla autorem prezentována na dvou mezinárodních konferencích. Výstupem z konferencí byly konferenční příspěvky a články v revidovaném sborníku. Jeden příspěvek byl již publikován. Druhý příspěvek byl odeslán k publikaci a jeho zveřejnění se očekává v brzké době. Kompletní výsledky této práce budou prezentovány na podzim tohoto roku na další mezinárodní konferenci. Seznam konferencí, kterých se autor zúčastnil, a seznam článků je přiložen v příloze C. Předpokládá se hlubší studium problematiky v navazujících pracích.



## POUŽITÁ LITERATURA

- [1] WAGNER, Vladimír. Co jsou urychlovačem řízené transmutory a budeme je někdy využívat. *Objective source e-learning* [online]. 2008 [cit. 2014-12-29]. Dostupné z: <http://www.osel.cz/index.php?obsah=6&clanek=3743>
- [2] KATOVSKÝ, Karel. Jaderné inženýrství: Studium sekundárních neutronů a jader v znikajících při reakcích protonů a neutronů v terčích z uranu a plutonia. Praha, 2008. Disertační práce. ČVUT - FJFI.
- [3] HANUŠOVÁ, Daniela. Simulační studie neutronových polí použitelných pro transmutaci štěpných produktů a aktinidů. Praha, Ústav částicové a jaderné fyziky, 2001. Diplomová práce. Univerzita Karlova v Praze, Matematicko-fyzikální fakulta. Vedoucí práce RNDr. Vladimír Wagner CSc.
- [4] WAGNER, Vladimír. *Budeme spalovat jaderný odpad pomocí zařízení s urychlovačem* [online]. 2002 [cit. 2014-12-29]. Dostupné z: <http://hp.ujf.cas.cz/~wagner/popclan/transmutace/adttplzen.html>
- [5] KRÍŽEK, Filip. Studium tříštvivých reakcí, produkce a transportu neutronů v terčích vhodných pro produkci neutronů k transmutacím. Praha, 2010. Diplomová Práce. Univerzita Karlova v Praze
- [6] Accelerator based conversion of surplus plutonium. In: *Accelerator based conversion of surplus plutonium* [online]. 1993 [cit. 2014-12-29]. Dostupné z: PDF
- [7] LISOWSKI, P. W. The accelerator production of tritium project. In: *The accelerator production; of tritium project* [online]. 2000 [cit. 2014-12-29]. Dostupné z: PDF
- [8] Joint Institute for Nuclear Research. [online]. [cit. 2015-03-02]. Dostupné z: <http://www.jinr.ru/>
- [9] KRASNYKH, A. IREN status: New Electron Linac Driven Intense Resonance Neutron Source. *Proceedings Particle Accelerator Conference*. 1995. DOI: 10.1109/pac.1995.504589.
- [10] Frank Laboratory of Neutron Physics. *The IREN Project* [online]. 2008 [cit. 2015-03-02]. Dostupné z: <http://flnp.jinr.ru/61/>
- [11] SISSAKIANMESHKOV, A., I. MESHKOV a A. SORIN. Conceptual Design Report of Nuclotron-based Ion Collider fAcility (NICA). *JINR Documents*. 2009 [cit. 2015-03-02]. Dostupné z: PDF
- [12] *Energy and Transmutation of Radioactive waste* [online]. [cit. 2015-04-15]. Dostupné z: <http://e-t.jinr.ru/>
- [13] GOLOVATYUK, V. *Investigation of Secondary Particle Generation and Neutron Yields from Extended Targets in Nuclear Interactions*. In: *GAMMA-2* [online]. [cit. 2014-12-29].
- [14] SUCHOPÁR, Martin. *Studium U/Pb sestavy ozařované relativistickými deuterony pomocí aktivací metody Monte Carlo simulace* [online]. Praha, 2013 [cit. 2014-12-29]. Dostupné z: <http://ojs.ujf.cas.cz/~wagner/transmutace/diplomky/studieSuchopar.pdf>. PhD. studie. ČVUT, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská. Vedoucí práce RNDr. Vladimír Wagner, CSc.

- [15] CHUDOBA, P. *Využití aktivačních detektorů při měření neutronového pole v modelových sestavách ADTS* [online]. Praha, Ústav částicové a jaderné fyziky, 2013 [cit. 2014-12-29]. Dostupné z: [http://ojs.ujf.cas.cz/~wagner/transmutace/diplomky/diplomka\\_Chudoba.pdf](http://ojs.ujf.cas.cz/~wagner/transmutace/diplomky/diplomka_Chudoba.pdf). Diplomová práce. Univerzita Karlova v Praze Matematicko-fyzikální fakulta.
- [16] KRIVOPUSTOV, M. *Modelling of the Electronuclear Method of Energy Production and Study of Radioactive Waste Transmutation Using a Proton Beam of the JINR Synchrophasotron/ Nuclotron*. In: ENERGY+TRANSMUTATION. 2004 [cit. 2014-12-29].
- [17] FURMAN, W. Recent results of the study of ADS with 500 kg natural uranium target assembly QUINTA irradiated by deuterons with energies from 1 to 8 GeV at JINR NUCLOTRON. *Proceeding of Science* [online]. 2012 [cit. 2015-03-02]. Dostupné z: [http://pos.sissa.it/archive/conferences/173/086/Baldin%20ISHEPP%20XXI\\_086.pdf](http://pos.sissa.it/archive/conferences/173/086/Baldin%20ISHEPP%20XXI_086.pdf)
- [18] GUDOWSKI, Waclaw, et. al. The Subcritical Assembly in Dubna (SAD)—Part II: Research program for ADS-demo experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* [online]. 2006, vol. 562, issue 2, s. 887-891 [cit. 2015-03-02]. DOI: 10.1016/j.nima.2006.02.176.
- [19] YALINA Facility: A Sub-Critical Accelerator-Driven System (ADS) for Nuclear-Energy Research Facility Description and an Overview of the Research Program (1997-2008). *Argonne National Laboratory* [online]. 2010 [cit. 2014-12-29]. Dostupné z: <http://www.ipd.anl.gov/anlpubs/2010/04/66698.pdf>
- [20] KIYAVITSKAYA, H, et al.. *Experimental investigations at sub-critical facilities of joint institute for power and nuclear research-Sosny of the National academy of science of Belarus*. In: [online]. [cit. 2014-12-29]. Dostupné z: [http://www.iaea.org/OurWork/ST/NE/NEFW/documents/TMonUseofLEUonADS/PDFPapers/Kiyavitskaya\\_Paper.pdf](http://www.iaea.org/OurWork/ST/NE/NEFW/documents/TMonUseofLEUonADS/PDFPapers/Kiyavitskaya_Paper.pdf)
- [21] MYRRHA a new future for nuclear research. *Euro Nuclear* [online]. 2008 [cit. 2014-12-29]. Dostupné z: <http://www.euronuclear.org/e-news/e-news-21/myrrha.htm>
- [22] MYRRHA. *SCK-CEN* [online]. 2012 [cit. 2014-12-29]. Dostupné z: <http://myrrha.sckcen.be/en>
- [23] How SNS Works. *Oak Ridge National Laboratory* [online]. 2012 [cit. 2014-12-29]. Dostupné z: <http://neutrons.ornl.gov/facilities/SNS/works.shtml>
- [24] ESS. *European Spallation Source* [online]. 2012 [cit. 2014-12-29]. Dostupné z: <http://europeanspallationsource.se/>
- [25] ČEZ, *Vyhořelé jaderné palivo* [online]. 1999 [cit. 2015-01-28]. Dostupné z: [http://www.cez.cz/edee/content/file/static/encyklopedie/vykladovy-slovník-energetiky/hesla/vyhor\\_palivo.html](http://www.cez.cz/edee/content/file/static/encyklopedie/vykladovy-slovník-energetiky/hesla/vyhor_palivo.html)
- [26] Správa úložišť radioaktivního odpadu. [online]. [cit. 2015-01-28]. Dostupné z: <http://www.surao.cz/cze/Uloziste-radioaktivnich-odpadu>
- [27] *Classification of radioactive waste: general safety guide*. Vienna: International Atomic Energy Agency, 2009. ISBN 978-920-1092-090. Dostupné z: [http://www-pub.iaea.org/MTCD/publications/PDF/Pub1419\\_web.pdf](http://www-pub.iaea.org/MTCD/publications/PDF/Pub1419_web.pdf)

- [28] KURÁŽ, Michal. *Hlubinná úložiště radiotoxických odpadů*. Praha, 2007[online] [cit. 2014-12-29]. Dostupné z: <http://klobouk.fsv.cvut.cz/~miguel/reserse.pdf>. Disertační práce. ČVUT Praha, Fakulta stavební. Vedoucí práce Ing. Jana Valentová, CSc., 11.11. 2013
- [29] Mixed Oxide (MOX) Fuel. *World Nuclear Association* [online]. 2014 [cit. 2015-01-28]. Dostupné z: [http://www.world-nuclear.org/info/Nuclear-Fuel-Cycle/Fuel - Recycling/Mixed-Oxide-Fuel-MOX/](http://www.world-nuclear.org/info/Nuclear-Fuel-Cycle/Fuel-Recycling/Mixed-Oxide-Fuel-MOX/)
- [30] DUFKOVÁ, Marie. Co je to MOX. *FyzWeb* [online]. Praha: Katedra didaktiky fyziky MFF UK, 2011 [cit. 2015-01-28]. Dostupné z: <http://fyzweb.cz/clanky/index.php?id=174>
- [31] Nuclear Fuel Fabrication. *World Nuclear Association* [online]. 2014 [cit. 2015-01-28]. Dostupné z: [http://www.world-nuclear.org/info/Nuclear-Fuel-Cycle/Conversion - Enrichment-and-Fabrication/Fuel-Fabrication/](http://www.world-nuclear.org/info/Nuclear-Fuel-Cycle/Conversion-Enrichment-and-Fabrication/Fuel-Fabrication/)
- [32] NACHMILNER, Lubomír. *Principy nakládání s radioaktivními odpady*. Vyd. 1. Praha: České vysoké učení technické, 2000, 49 s. ISBN 80-010-2258-7.
- [33] AREVA Česká republika. *AREVA dodala EDF již 4000 palivových článků MOX* [online]. 2015 [cit. 2015-01-28]. Dostupné z: <http://cz.areva.com/CZ/home-374/areva-dodala-edf-ji-4-000-palivovch-lnk-mox.html>
- [34] WAGNER, Vladimír. Studium produkce neutronů v tříštivých reakcích a přeměny jader pomocí těchto neutronů. [online]. [cit. 2015-01-28]. Dostupné z: <http://ojs.ujf.cas.cz/~wagner/transmutace/uvod/uvodcz.html>
- [35] ZEMAN, Jaroslav. *Reaktorová fyzika I*. Dotisk vyd. 2. přeprac. Praha: ČVUT, 2003. ISBN 80-01-01933-0.
- [36] BOWMAN, C.D., E.D. ARTHUR, P.W. LISOWSKI et al. Nuclear energy generation and waste transmutation using an accelerator-driven intense thermal neutron source. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 1992, vol. 320, 1-2, s. 336-367. DOI: 10.1007/978-1-4899-1048-6\_16.
- [37] GARCÍA, C., et al. Performance of a transmutation advanced device for sustainable energy application. *Progress in Nuclear Energy* [online]. 2011, vol. 53, issue 8, s. 1151-1158 [cit. 2015-03-02]. DOI: 10.1016/j.pnucene.2011.07.009.
- [38] SERFONTEIN, Dawid E., Eben J. MULDER, Behnam TAEI, et al. Thorium-based fuel cycles: Reassessment of fuel economics and proliferation risk. *Nuclear Engineering and Design* [online]. 2014, vol. 271, s. 1-8 [cit. 2015-02-04]. DOI: 10.1016/b0-08-043152-6/01830-1.
- [39] WAGNER, Vladimír. Rychlé jaderné reaktory a využití thoria v Indii. *Objective source e-learning* [online]. 2009 [cit. 2014-12-29]. Dostupné z: <http://www.osel.cz/index.php?clanek=4365&akce=show2&dev=1>
- [40] Thorium. *World nuclear association* [online]. 2013 [cit. 2015-02-12]. Dostupné z: <http://www.world-nuclear.org/info/Current-and-Future-Generation/Thorium/>
- [41] International Atomic Energy Agency: World Thorium Deposits and Resources. [online]. [cit. 2015-02-12]. Dostupné z: <https://infcis.iaea.org/THDEPO/About.cshtml#>
- [42] ENDICOTT, Neil. Thorium-Fuelled Molten Salt Reactors. *Report for the All Party Parliamentary Group on Thorium Energy*. 2013.

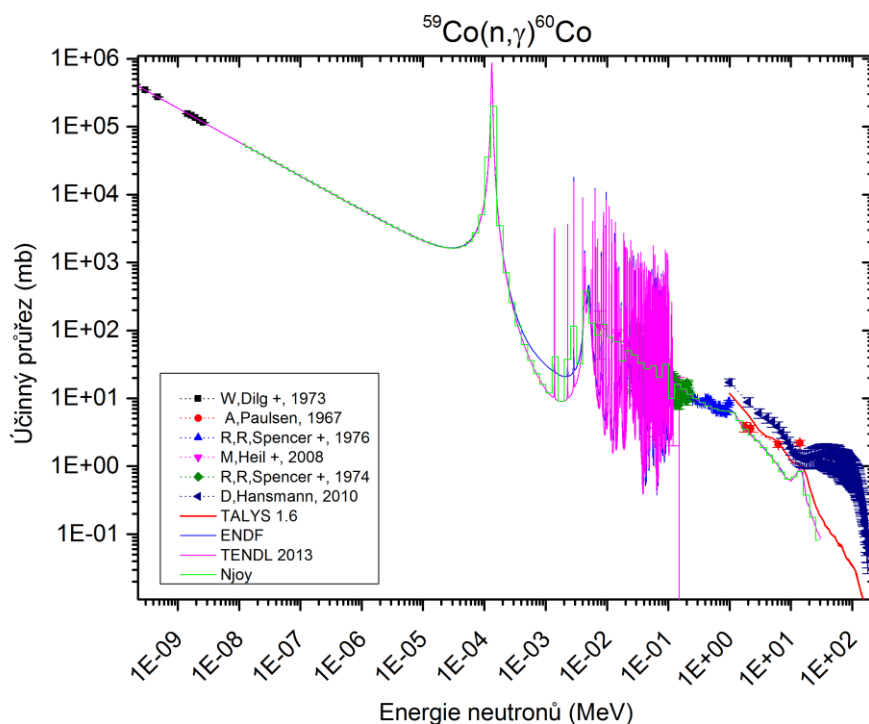
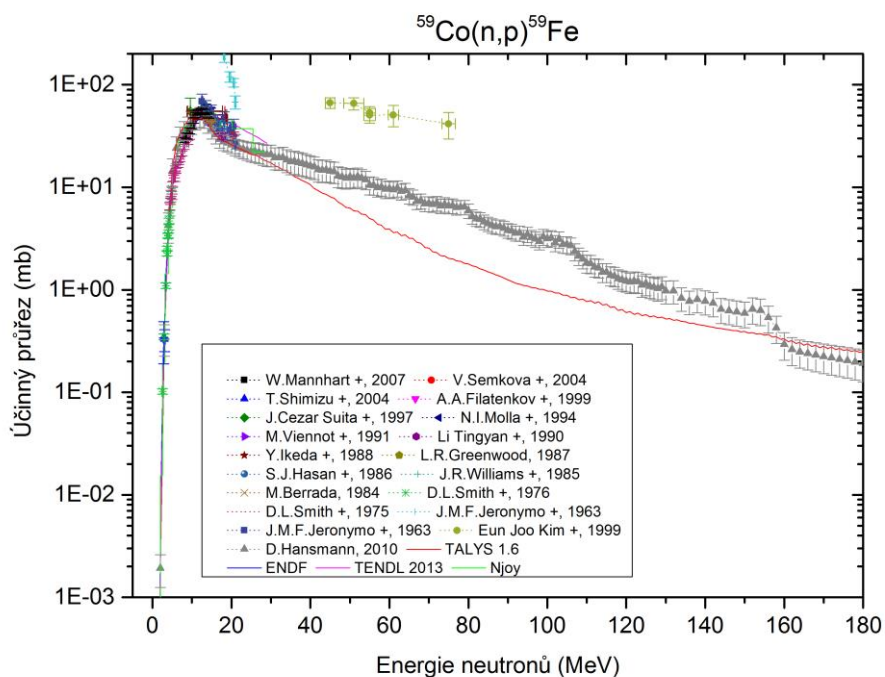
- [43] International Atomic Energy Agency. *Thorium fuel cycle: potential benefits and challenges*. Vienna: International Atomic Energy Agency, 2005. ISBN 92-010-3405-9. Dostupné z: [http://www-pub.iaea.org/mtcd/publications/pdf/te\\_1450\\_web.pdf](http://www-pub.iaea.org/mtcd/publications/pdf/te_1450_web.pdf)
- [44] SERP, Jérôme, et al. The molten salt reactor (MSR) in generation IV: Overview and perspectives. *Progress in Nuclear Energy* [online]. 2014, vol. 77, s. 842-865 [cit. 2015-03-02]. DOI: 10.1533/9780857095343.6.842.
- [45] RADKOWSKY a B.D. MURPHY. Thorium fuel for light water reactors—reducing proliferation potential of nuclear power fuel cycle: A Westinghouse Pressurized-Water Reactor Design. *Science* [online]. 1997, vol. 6, issue 3, s. 265-290 [cit. 2015-02-12]. DOI: 10.2172/652690.
- [46] RAČEK, J. Jaderná zařízení. vyd. 1. Brno: NOVOPRESS s.r.o., 2009. 239 s. ISBN 978-80-214-3961-0
- [47] Nuclear Power in India. In: *World Nuclear Association* [online]. 2014 [cit. 2015-02-13]. Dostupné z: <http://www.world-nuclear.org/info/Country-Profiles/Countries-G-N/India/>
- [48] RUBBIA, Carlo. Conceptual Design of a Fast Neutron Operated High Power Energy Amplifier. *CERN/AT/95-44 (ET)* [online]. 1995 [cit. 2015-03-02].
- [49] ULLMANN, Vojtěch. AstroNuklFyzika: Detekce a spektrometrie ionizujícího záření. [online]. [cit. 2015-04-20]. Dostupné z: <http://astronuklfyzika.cz/DetekceSpektrometrie.htm>
- [50] FRÁNA, J., et al. Program DEIMOS32 for gamma-ray spectra evaluation: A COMPUTER PROGRAM FOR THE ANALYSIS OF GAMMA-RAY SPECTRA. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*. 2003, vol. 257, issue 3, s. 583-587. DOI: 10.2172/4544744.
- [51] HENZEL, Vladimír. *Experimentální studium transmutace aktinidů a štěpných produktů*. Praha, 2001. [cit. 2015-04-20]. Dostupné z: <http://ojs.ujf.cas.cz/~wagner/transmutace/diplomky/vlada.pdf>. Diplomová práce. Ústav částicové a jaderné fyziky, Univerzita Karlova v Praze Matematicko-fyzikální fakulta.
- [52] PELOWITZ, Denise B. *MCNPX User's Manual, Version 2.6.0*, LA-CP-07-1473. PDF, 2008 [cit. 2015-04-20].
- [53] VRZALOVÁ, Jitka. *Aktivační měření účinných průřezů prahových reakcí neutronů* [online]. Praha, 2010 [cit. 2015-04-20]. Dostupné z: [http://ojs.ujf.cas.cz/~wagner/transmutace/diplomky/Diplomka\\_JitkaVrzalova.pdf](http://ojs.ujf.cas.cz/~wagner/transmutace/diplomky/Diplomka_JitkaVrzalova.pdf). Diplomová práce. Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT Praha.
- [54] TALYS-based evaluated data nuclear library. *TALYS* [online]. 2013 [cit. 2015-04-30]. Dostupné z: <ftp://ftp.nrg.eu/pub/www/talys/tendl2012/tendl2012.html>
- [55] KONING, Alex J., et al. *TALYS-1.6*. 2013. PDF, 2010 [cit. 2015-04-20].
- [56] Experimental Nuclear Reaction Data. *International Atomic Energy Agency* [online]. [cit. 2015-04-30]. Dostupné z: <https://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>
- [57] ADAM, Jindrich., et al. Spallation neutron spectrum on a massive lead/paraffin target irradiated with 1 GeV protons. *The European Physical Journal A*. 2004, vol. 23, issue 1, s. 61-68. DOI: 10.1140/epja/i2004-10031-y.
- [58] ADAM, Jindrich. *Spallation neutron spectrum on a massive lead/paraffin target irradiated with 1 GeV protons*. Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2004. Dostupné z: [http://www1.jinr.ru/Preprints/2004/016\(e1-2004-16\).pdf](http://www1.jinr.ru/Preprints/2004/016(e1-2004-16).pdf)

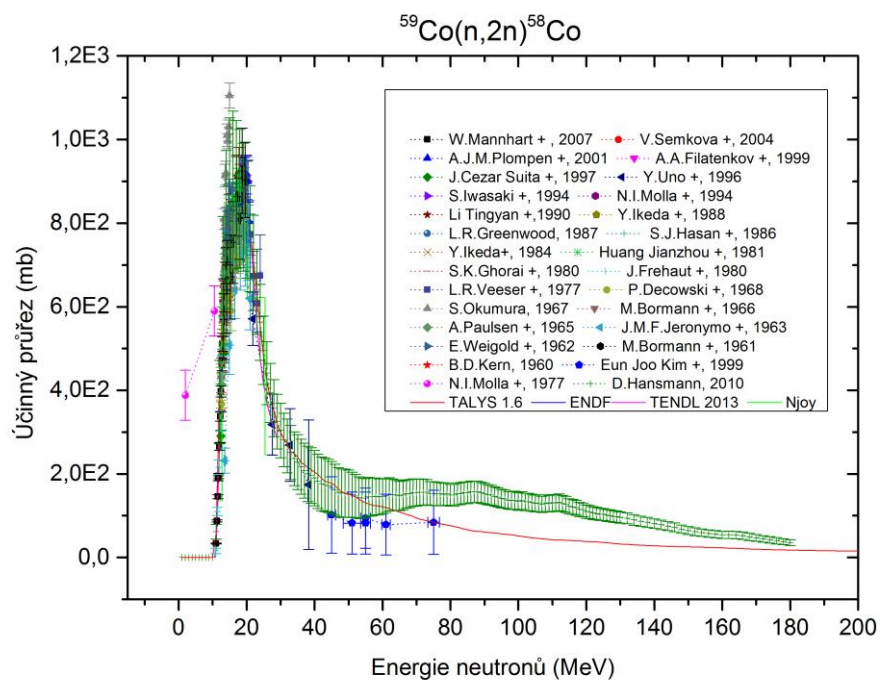
- 
- [59] VRZALOVÁ, Jitka. *Experimentální určení účinných průřezů neutronových reakcí důležitých pro urychlovačem řízené transmutační systémy*. Praha, 2015. Disertační práce. ČVUT - FJFI (Bude publikováno).
- [60] ŠTĚFANIK, Milan. *Neutronová aktivační analýza na horizontálním radiálním kanále školského reaktora VR-1*. Praha, 2009. Diplomová práce. Fakulta jaderná fyzikálně inženýrská ČVUT Praha.
- [61] DEBERTIN, Klaus a Richard HELMER. *Gamma- and X-Ray Spectrometry with Semiconductors Detectors*. Netherland, 1988.
- [62] ZHUK, I.V., et al. Determination of high-energy proton beam profile using track detectors. *Radiation Measurements* [online]. 2008, **43**: 470-475 [cit. 2015-04-16]. DOI: 10.1007/978-3-0348-5540-2\_60.
- [63] ZHUK, I.V., et al. Interní dokumenty skupiny E+T. [cit. 2015-04-16].
- [64] ADAM, Jindřich. Osobní konzultace s konzultantem, [cit. 2014-09-12].

## SEZNAM PŘÍLOH

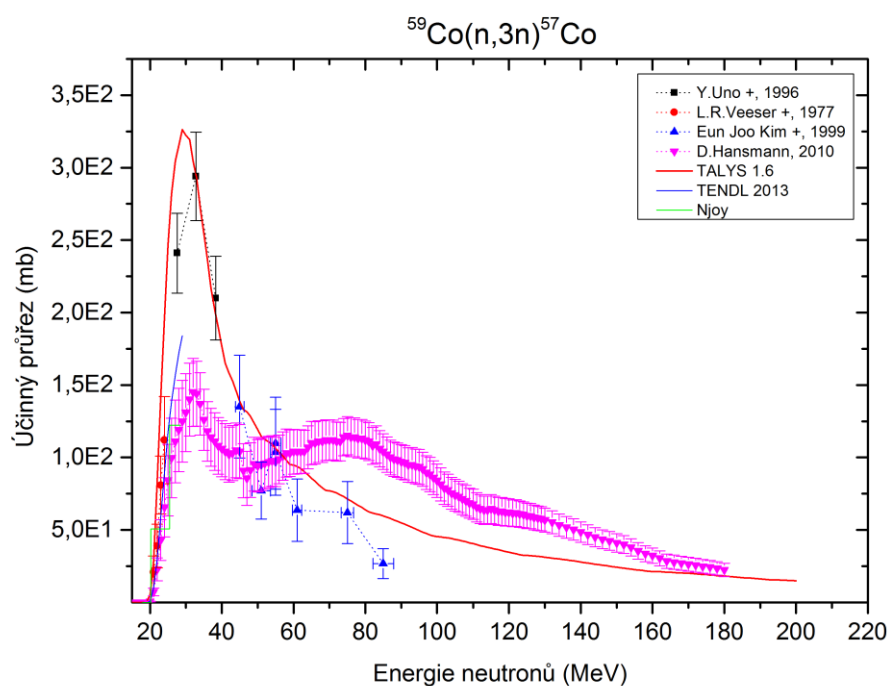
PŘÍLOHA A: ÚČINNÉ PRŮŘEZY PRO JEDNOTLIVÉ PRODUKTY REAKCE V $^{59}\text{CO}$ .....	95
PŘÍLOHA B: TABULKY S EXPERIMENTÁLNÍMI A VYPOČTENÝMI HODNOTAMI REAKČNÍCH RYCHLOSTÍ A JEJICH POMĚRNÉ HODNOTY.....	100
PŘÍLOHA C: SEZNAM ÚČASTÍ NA MEZINÁRODNÍCH KONFERENCÍCH A PUBLIKOVANÉ ČLÁNKY SPOJENÉ S TOUTO TÉMATIKOU.....	117

## PŘÍLOHY

Příloha A: Účinné průřezy pro jednotlivé produkty reakce v  $^{59}\text{Co}$ Graf 39 Porovnání účinného průřezu pro reakci  $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$ Graf 40 Porovnání účinného průřezu pro reakci  $^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$

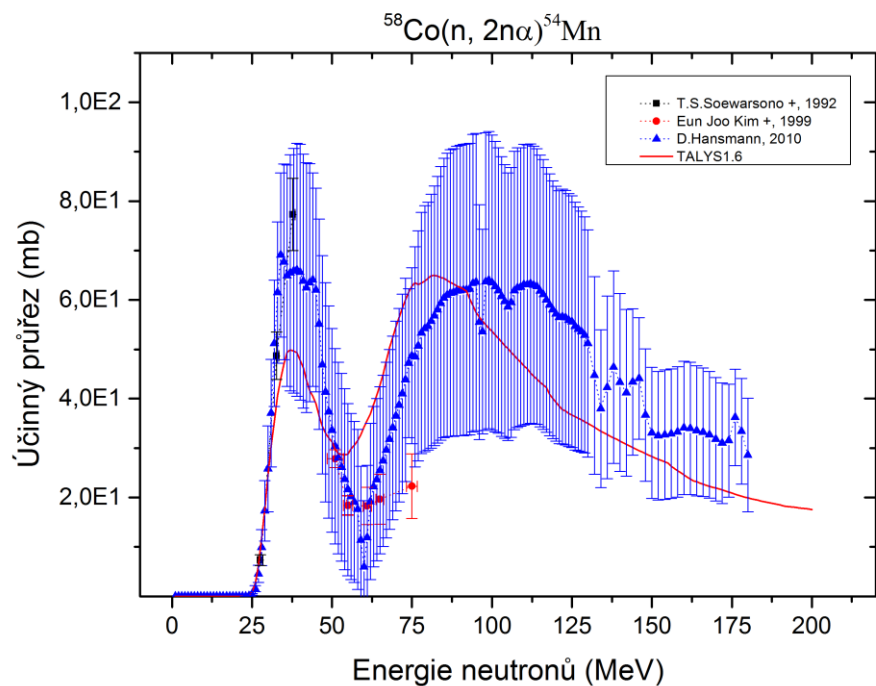


Graf 41 Porovnání účinného průřezu pro reakci  $^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$

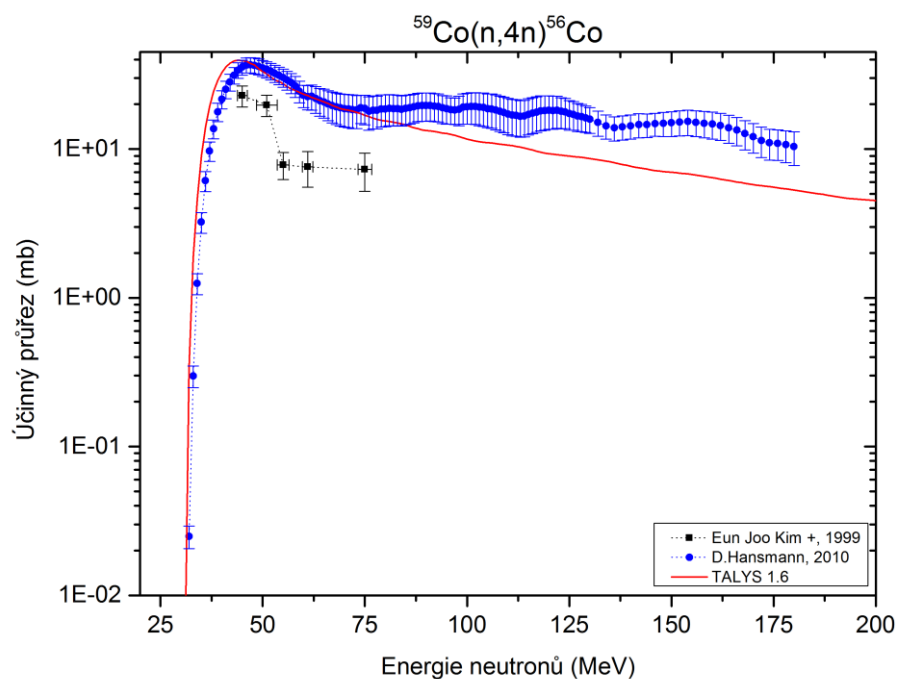


Graf 42 Porovnání účinného průřezu pro reakci  $^{59}\text{Co}(n,3n)^{57}\text{Co}$

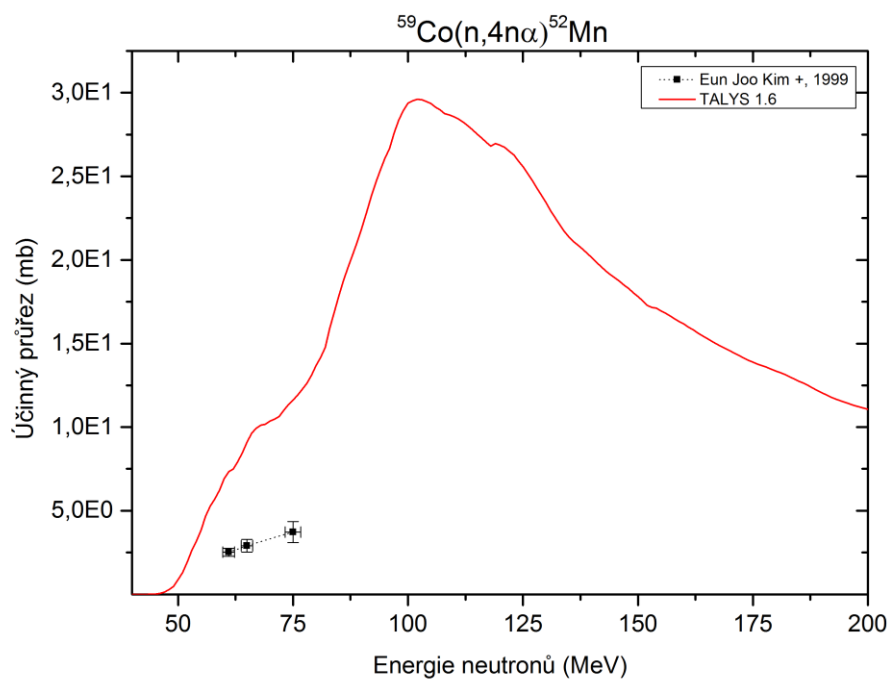




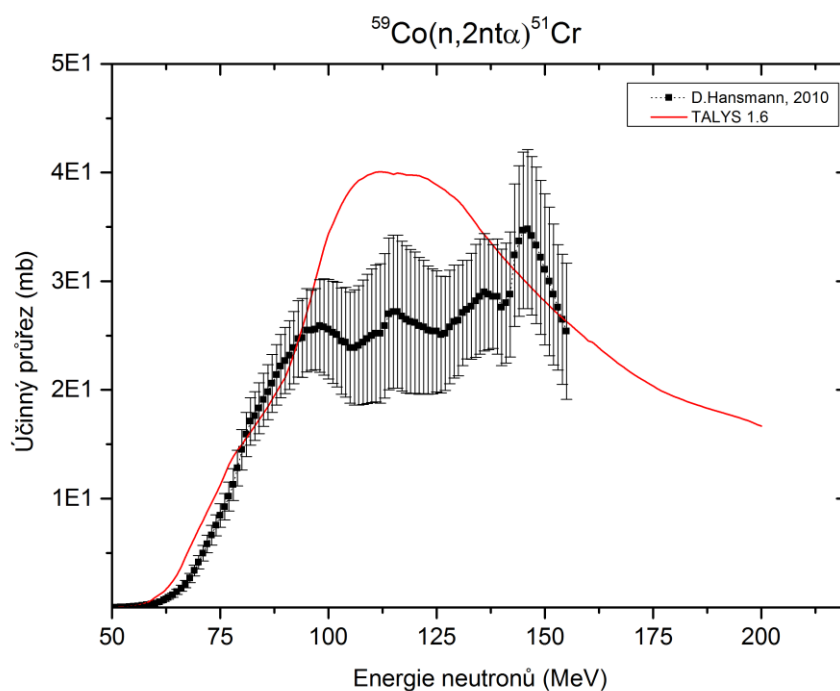
Graf 43 Porovnání účinného průřezu pro reakci  $^{59}\text{Co}(n, 2n\alpha)^{54}\text{Mn}$



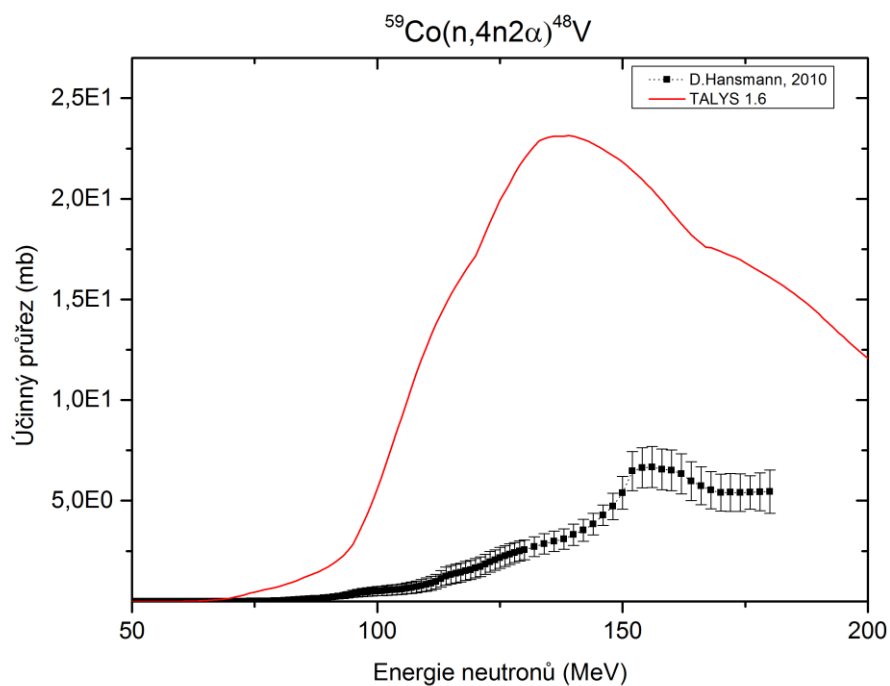
Graf 44 Porovnání účinného průřezu pro reakci  $^{59}\text{Co}(n, 4n)^{56}\text{Co}$



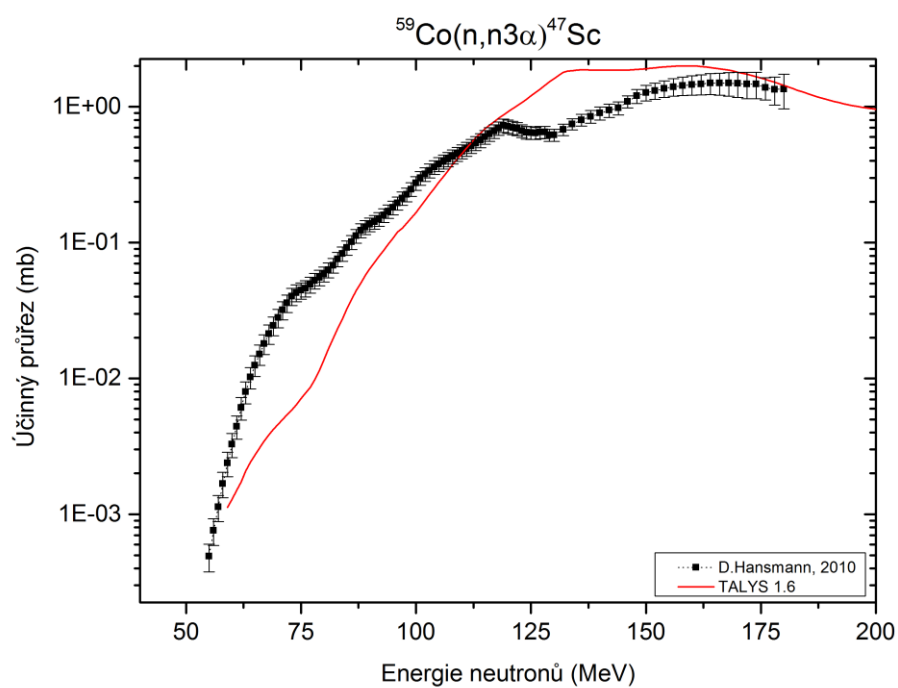
Graf 45 Porovnání účinného průřezu pro reakci  $^{59}\text{Co}(n,4n\alpha)^{52}\text{Mn}$



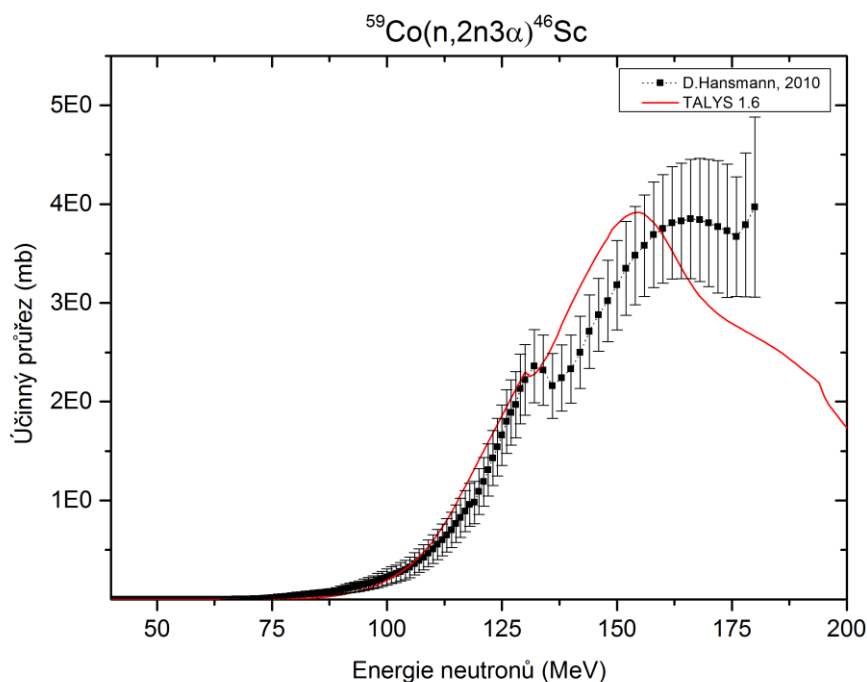
Graf 46 Porovnání účinného průřezu pro reakci  $^{59}\text{Co}(n,2n\alpha)^{51}\text{Cr}$



Graf 47 Porovnání účinného průřezu pro reakci  $^{59}\text{Co}(n,4n2\alpha)^{48}\text{V}$



Graf 48 Porovnání účinného průřezu pro reakci  $^{59}\text{Co}(n,n3\alpha)^{47}\text{Sc}$



Graf 49 Porovnání účinného průřezu pro reakci  $^{59}\text{Co}(n,2n3\alpha)^{46}\text{Sc}$

**Příloha B: Tabulky s experimentálními a vypočtenými hodnotami reakčních rychlostí a jejich poměrné hodnoty.**

### Ozařování deuterony o energii částic 2 AGeV

Tab. 0-1 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 2 ve vzdálenosti 0 mm od středu svazku, deuterony 2 AGeV

Reakce	$R_{\text{Exp}}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$R_{\text{Cal}}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$\frac{R_{\text{Exp}}}{R_{\text{Cal}}}$
$^{59}\text{Co}(n,g)^{60}\text{Co}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$	$(2,60 \pm 0,13) \cdot 10^{-27}$	$(2,60 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	4,8(5)
$^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,3n)^{57}\text{Co}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,2n\alpha)^{54}\text{Mn}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,4n)^{56}\text{Co}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,4n\alpha)^{52}\text{Mn}$	$(6,09 \pm 0,66) \cdot 10^{-28}$	$(2,02 \pm 0,03) \cdot 10^{-29}$	30,1(98)
$^{59}\text{Co}(n,2nt\alpha)^{51}\text{Cr}$	$(1,68 \pm 0,20) \cdot 10^{-27}$	$(2,48 \pm 0,03) \cdot 10^{-29}$	67,8(80)
$^{59}\text{Co}(n,4n2\alpha)^{48}\text{V}$	$(6,82 \pm 0,74) \cdot 10^{-28}$	$(9,94 \pm 0,16) \cdot 10^{-28}$	68,6(76)
$^{59}\text{Co}(n,n3\alpha)^{47}\text{Sc}$	$(2,10 \pm 0,25) \cdot 10^{-28}$	$(7,04 \pm 0,11) \cdot 10^{-29}$	299,0(358)
$^{59}\text{Co}(n,2n3\alpha)^{46}\text{Sc}$	—	—	—

Tab. 0-2 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 2 ve vzdálenosti 120 mm od středu svazku, deuterony 2 AGeV

Reakce	$R_{Exp}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$R_{Cal}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$\frac{R_{Exp}}{R_{Cal}}$
$^{59}\text{Co}(n,g)^{60}\text{Co}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$	$(2,19 \pm 0,25) \cdot 10^{-28}$	$(1,75 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	0,1(1)
$^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,3n)^{57}\text{Co}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,2n\alpha)^{54}\text{Mn}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,4n)^{56}\text{Co}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,4n\alpha)^{52}\text{Mn}$	$(6,09 \pm 0,66) \cdot 10^{-29}$	$(1,90 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	0,1(1)
$^{59}\text{Co}(n,2n\alpha)^{51}\text{Cr}$	$(6,10 \pm 0,87) \cdot 10^{-29}$	$(2,36 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	0,3(1)
$^{59}\text{Co}(n,4n2\alpha)^{48}\text{V}$	$(1,24 \pm 0,15) \cdot 10^{-29}$	$(1,01 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	0,1(1)
$^{59}\text{Co}(n,3\alpha)^{47}\text{Sc}$	$(3,67 \pm 0,60) \cdot 10^{-30}$	$(7,19 \pm 0,03) \cdot 10^{-30}$	0,5(1)
$^{59}\text{Co}(n,2n3\alpha)^{46}\text{Sc}$	—	—	—

Tab. 0-3 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 3 ve vzdálenosti 0 mm od středu svazku, deuterony 2 AGeV

Reakce	$R_{Exp}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$R_{Cal}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$\frac{R_{Exp}}{R_{Cal}}$
$^{59}\text{Co}(n,g)^{60}\text{Co}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$	$(8,00 \pm 0,86) \cdot 10^{-28}$	$(3,74 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	2,1(2)
$^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,3n)^{57}\text{Co}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,2n\alpha)^{54}\text{Mn}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,4n)^{56}\text{Co}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,4n\alpha)^{52}\text{Mn}$	$(3,38 \pm 0,36) \cdot 10^{-28}$	$(1,23 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	0,3(1)
$^{59}\text{Co}(n,2n\alpha)^{51}\text{Cr}$	$(9,28 \pm 1,03) \cdot 10^{-27}$	$(1,57 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	0,6(1)
$^{59}\text{Co}(n,4n2\alpha)^{48}\text{V}$	$(3,62 \pm 0,39) \cdot 10^{-28}$	$(7,89 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	0,5(1)
$^{59}\text{Co}(n,3\alpha)^{47}\text{Sc}$	$(1,16 \pm 0,13) \cdot 10^{-29}$	$(5,60 \pm 0,01) \cdot 10^{-29}$	2,1(2)
$^{59}\text{Co}(n,2n3\alpha)^{46}\text{Sc}$	—	—	—

Tab. 0-4 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 4 ve vzdálenosti 0 mm od středu svazku, deuterony 2 AGeV

Reakce	$R_{Exp}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$R_{Cal}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$\frac{R_{Exp}}{R_{Cal}}$
$^{59}\text{Co}(n,g)^{60}\text{Co}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$	$(4,08 \pm 0,46) \cdot 10^{-28}$	$(4,91 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	0,8(2)
$^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,3n)^{57}\text{Co}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,2n\alpha)^{54}\text{Mn}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,4n)^{56}\text{Co}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,4n\alpha)^{52}\text{Mn}$	$(1,28 \pm 0,14) \cdot 10^{-28}$	$(1,62 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	0,1(1)
$^{59}\text{Co}(n,2n\alpha)^{51}\text{Cr}$	$(3,57 \pm 0,42) \cdot 10^{-28}$	$(2,07 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	0,2(1)
$^{59}\text{Co}(n,4n2\alpha)^{48}\text{V}$	$(1,28 \pm 0,14) \cdot 10^{-28}$	$(1,04 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	0,1(1)
$^{59}\text{Co}(n,3\alpha)^{47}\text{Sc}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,2n3\alpha)^{46}\text{Sc}$	—	—	—

#### Poměry reakčních rychlostí mezi jednotlivými pozicemi

Tab. 0-5 Poměr experimentálních reakčních rychlostí v sekci 2, deuterony 2 AGeV

Produkt	$\frac{R_{Exp\ 120mm}}{R_{Exp\ 0\ mm}}$
$^{60}\text{Co}$	—
$^{59}\text{Fe}$	0,18(3)
$^{58}\text{Co}$	—
$^{57}\text{Co}$	—
$^{54}\text{Mn}$	—
$^{56}\text{Co}$	—
$^{52}\text{Mn}$	0,04(1)
$^{51}\text{Cr}$	0,04(1)
$^{48}\text{V}$	0,02(1)
$^{47}\text{Sc}$	—
$^{46}\text{Sc}$	—

Tab. 0-6 Poměr reakčních rychlostí mezi jednotlivými sekcemi, deuterony 2 AGeV

Produkt	$\frac{R_{Exp\ sekc3}}{R_{Exp\ sekc2}}$	$\frac{R_{Exp\ sekc4}}{R_{Exp\ sekc3}}$	$\frac{R_{Exp\ sekc4}}{R_{Exp\ sekc2}}$
$^{60}\text{Co}$	—	—	—
$^{59}\text{Fe}$	0,65(10)	0,51(8)	0,33(5)
$^{58}\text{Co}$	—	—	—
$^{57}\text{Co}$	—	—	—
$^{54}\text{Mn}$	—	—	—
$^{56}\text{Co}$	—	—	—
$^{52}\text{Mn}$	0,56(8)	0,38(6)	0,21(3)
$^{51}\text{Cr}$	0,55(9)	0,38(6)	0,21(4)
$^{48}\text{V}$	0,53(9)	0,35(5)	0,19(3)
$^{47}\text{Sc}$	0,55(9)	0,32(20)	—
$^{46}\text{Sc}$	—	—	—

**Ozařování deuterony o energii částic 4 AGeV**

Tab. 0-7 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 2 ve vzdálenosti 0 mm od středu svazku, deuterony 4 AGeV

Reakce	$R_{Exp}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$R_{Cal}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$\frac{R_{Exp}}{R_{Cal}}$
$^{59}\text{Co}(n,g)^{60}\text{Co}$	$(1,36 \pm 0,14) \cdot 10^{-26}$	$(9,82 \pm 0,02) \cdot 10^{-27}$	1,4(2)
$^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$	$(2,19 \pm 0,23) \cdot 10^{-27}$	$(3,11 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	0,7(1)
$^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$	$(1,87 \pm 0,20) \cdot 10^{-26}$	$(2,31 \pm 0,01) \cdot 10^{-26}$	0,8(1)
$^{59}\text{Co}(n,3n)^{57}\text{Co}$	$(5,60 \pm 0,56) \cdot 10^{-27}$	$(3,23 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	1,7(2)
$^{59}\text{Co}(n,2n\alpha)^{54}\text{Mn}$	$(3,35 \pm 0,36) \cdot 10^{-27}$	$(1,37 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	2,5(3)
$^{59}\text{Co}(n,4n)^{56}\text{Co}$	$(1,03 \pm 0,11) \cdot 10^{-27}$	$(5,13 \pm 0,02) \cdot 10^{-28}$	2,0(2)
$^{59}\text{Co}(n,4n\alpha)^{52}\text{Mn}$	$(6,85 \pm 0,73) \cdot 10^{-28}$	$(3,41 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	2,0(2)
$^{59}\text{Co}(n,2n\alpha)^{51}\text{Cr}$	$(1,98 \pm 0,21) \cdot 10^{-27}$	$(4,15 \pm 0,02) \cdot 10^{-28}$	4,8(5)
$^{59}\text{Co}(n,4n2\alpha)^{48}\text{V}$	$(7,16 \pm 0,76) \cdot 10^{-28}$	$(1,74 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	4,1(4)
$^{59}\text{Co}(n,n3\alpha)^{47}\text{Sc}$	$(1,68 \pm 0,19) \cdot 10^{-28}$	$(1,25 \pm 0,01) \cdot 10^{-29}$	13,5(15)
$^{59}\text{Co}(n,2n3\alpha)^{46}\text{Sc}$	$(4,30 \pm 0,46) \cdot 10^{-28}$	$(2,14 \pm 0,01) \cdot 10^{-29}$	20,0(21)

Tab. 0-8 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 2 ve vzdálenosti 40 mm od středu svazku, deuterony 4 AGeV

Reakce	$R_{Exp}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$R_{Cal}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$\frac{R_{Exp}}{R_{Cal}}$
$^{59}\text{Co}(n,g)^{60}\text{Co}$	$(1,49 \pm 0,16) \cdot 10^{-26}$	$(9,41 \pm 0,02) \cdot 10^{-27}$	1,6(2)
$^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$	$(1,60 \pm 0,17) \cdot 10^{-27}$	$(2,52 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	0,6(1)
$^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$	$(1,25 \pm 0,13) \cdot 10^{-26}$	$(1,84 \pm 0,01) \cdot 10^{-26}$	0,7(1)
$^{59}\text{Co}(n,3n)^{57}\text{Co}$	$(3,47 \pm 0,38) \cdot 10^{-27}$	$(2,57 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	1,4(2)
$^{59}\text{Co}(n,2n\alpha)^{54}\text{Mn}$	$(1,85 \pm 0,21) \cdot 10^{-27}$	$(1,09 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	1,7(2)
$^{59}\text{Co}(n,4n)^{56}\text{Co}$	$(5,80 \pm 0,65) \cdot 10^{-28}$	$(4,10 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	1,4(2)
$^{59}\text{Co}(n,4n\alpha)^{52}\text{Mn}$	$(3,28 \pm 0,35) \cdot 10^{-28}$	$(2,67 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	1,2(1)
$^{59}\text{Co}(n,2n\alpha)^{51}\text{Cr}$	$(9,75 \pm 1,21) \cdot 10^{-28}$	$(3,25 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	3,0(4)
$^{59}\text{Co}(n,4n2\alpha)^{48}\text{V}$	$(2,80 \pm 0,31) \cdot 10^{-28}$	$(1,36 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	2,1(2)
$^{59}\text{Co}(n,3\alpha)^{47}\text{Sc}$	$(6,80 \pm 0,82) \cdot 10^{-29}$	$(9,73 \pm 0,05) \cdot 10^{-30}$	7,0(15)
$^{59}\text{Co}(n,2n3\alpha)^{46}\text{Sc}$	$(1,91 \pm 0,29) \cdot 10^{-28}$	$(1,66 \pm 0,01) \cdot 10^{-29}$	11,5(20)

Tab. 0-9 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 2 ve vzdálenosti 80 mm od středu svazku, deuterony 4 AGeV

Reakce	$R_{Exp}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$R_{Cal}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$\frac{R_{Exp}}{R_{Cal}}$
$^{59}\text{Co}(n,g)^{60}\text{Co}$	$(1,09 \pm 0,11) \cdot 10^{-26}$	$(7,24 \pm 0,02) \cdot 10^{-27}$	1,5(2)
$^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$	$(7,15 \pm 0,77) \cdot 10^{-28}$	$(1,02 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	0,7(1)
$^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$	$(5,11 \pm 0,55) \cdot 10^{-27}$	$(6,95 \pm 0,02) \cdot 10^{-27}$	0,7(1)
$^{59}\text{Co}(n,3n)^{57}\text{Co}$	$(1,39 \pm 0,16) \cdot 10^{-27}$	$(9,58 \pm 0,05) \cdot 10^{-28}$	1,4(2)
$^{59}\text{Co}(n,2n\alpha)^{54}\text{Mn}$	$(5,98 \pm 0,70) \cdot 10^{-28}$	$(3,92 \pm 0,02) \cdot 10^{-28}$	1,5(2)
$^{59}\text{Co}(n,4n)^{56}\text{Co}$	$(1,64 \pm 0,19) \cdot 10^{-28}$	$(1,50 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	1,1(1)
$^{59}\text{Co}(n,4n\alpha)^{52}\text{Mn}$	$(8,88 \pm 1,00) \cdot 10^{-29}$	$(8,87 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	1,0(1)
$^{59}\text{Co}(n,2n\alpha)^{51}\text{Cr}$	$(2,76 \pm 0,40) \cdot 10^{-28}$	$(1,07 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	2,6(4)
$^{59}\text{Co}(n,4n2\alpha)^{48}\text{V}$	$(6,48 \pm 0,81) \cdot 10^{-29}$	$(4,28 \pm 0,04) \cdot 10^{-29}$	1,5(2)
$^{59}\text{Co}(n,3\alpha)^{47}\text{Sc}$	$(1,46 \pm 0,27) \cdot 10^{-29}$	$(3,07 \pm 0,03) \cdot 10^{-30}$	0,34(1)
$^{59}\text{Co}(n,2n3\alpha)^{46}\text{Sc}$	—	—	—



Tab. 0-10 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 2 ve vzdálenosti 120 mm od středu svazku, deuterony 4 AGeV

Reakce	$R_{Exp}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$R_{Cal}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$\frac{R_{Exp}}{R_{Cal}}$
$^{59}\text{Co}(n,g)^{60}\text{Co}$	$(9,31 \pm 0,98) \cdot 10^{-27}$	$(5,14 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	1,8(2)
$^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$	$(3,87 \pm 0,42) \cdot 10^{-28}$	$(4,70 \pm 0,02) \cdot 10^{-28}$	0,8(1)
$^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$	$(2,57 \pm 0,27) \cdot 10^{-27}$	$(3,13 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	0,8(1)
$^{59}\text{Co}(n,3n)^{57}\text{Co}$	$(7,19 \pm 0,77) \cdot 10^{-28}$	$(4,33 \pm 0,03) \cdot 10^{-28}$	1,7(2)
$^{59}\text{Co}(n,2n\alpha)^{54}\text{Mn}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,4n)^{56}\text{Co}$	$(8,82 \pm 1,29) \cdot 10^{-29}$	$(6,72 \pm 0,06) \cdot 10^{-29}$	1,3(2)
$^{59}\text{Co}(n,4n\alpha)^{52}\text{Mn}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n, 2n\alpha)^{51}\text{Cr}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,4n2\alpha)^{48}\text{V}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,n3\alpha)^{47}\text{Sc}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,2n3\alpha)^{46}\text{Sc}$	—	—	—

Tab. 0-11 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 3 ve vzdálenosti 0 mm od středu svazku, deuterony 4 AGeV

Reakce	$R_{Exp}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$R_{Cal}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$\frac{R_{Exp}}{R_{Cal}}$
$^{59}\text{Co}(n,g)^{60}\text{Co}$	$(1,03 \pm 0,11) \cdot 10^{-26}$	$(8,80 \pm 0,02) \cdot 10^{-27}$	1,2(1)
$^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$	$(1,33 \pm 0,14) \cdot 10^{-27}$	$(2,11 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	0,6(1)
$^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$	$(1,11 \pm 0,12) \cdot 10^{-26}$	$(1,54 \pm 0,01) \cdot 10^{-26}$	0,7(1)
$^{59}\text{Co}(n,3n)^{57}\text{Co}$	$(3,50 \pm 0,37) \cdot 10^{-27}$	$(2,11 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	1,7(2)
$^{59}\text{Co}(n,2n\alpha)^{54}\text{Mn}$	$(2,05 \pm 0,22) \cdot 10^{-27}$	$(8,84 \pm 0,03) \cdot 10^{-28}$	2,3(3)
$^{59}\text{Co}(n,4n)^{56}\text{Co}$	$(6,04 \pm 0,64) \cdot 10^{-28}$	$(3,30 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	1,8(2)
$^{59}\text{Co}(n,4n\alpha)^{52}\text{Mn}$	$(4,36 \pm 0,58) \cdot 10^{-28}$	$(2,15 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	2,0(3)
$^{59}\text{Co}(n, 2n\alpha)^{51}\text{Cr}$	$(1,25 \pm 0,14) \cdot 10^{-27}$	$(2,62 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	4,8(5)
$^{59}\text{Co}(n,4n2\alpha)^{48}\text{V}$	$(4,22 \pm 0,45) \cdot 10^{-28}$	$(1,09 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	3,9(4)
$^{59}\text{Co}(n,n3\alpha)^{47}\text{Sc}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,2n3\alpha)^{46}\text{Sc}$	$(2,47 \pm 0,27) \cdot 10^{-28}$	$(1,34 \pm 0,01) \cdot 10^{-29}$	18,5(20)

Tab. 0-12 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 4 ve vzdálenosti 0 mm od středu svazku, deuterony 4 AGeV

Reakce	$R_{Exp}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$R_{Cal}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$\frac{R_{Exp}}{R_{Cal}}$
$^{59}\text{Co}(n,g)^{60}\text{Co}$	$(7,27 \pm 0,78) \cdot 10^{-27}$	$(6,43 \pm 0,02) \cdot 10^{-27}$	1,1(1)
$^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$	$(7,54 \pm 0,80) \cdot 10^{-28}$	$(1,33 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	0,6(1)
$^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$	$(6,50 \pm 0,69) \cdot 10^{-27}$	$(9,57 \pm 0,02) \cdot 10^{-27}$	0,7(1)
$^{59}\text{Co}(n,3n)^{57}\text{Co}$	$(2,00 \pm 0,21) \cdot 10^{-27}$	$(1,30 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	1,5(2)
$^{59}\text{Co}(n,2n\alpha)^{54}\text{Mn}$	$(1,21 \pm 0,13) \cdot 10^{-27}$	$(5,45 \pm 0,02) \cdot 10^{-28}$	2,2(2)
$^{59}\text{Co}(n,4n)^{56}\text{Co}$	$(3,56 \pm 0,38) \cdot 10^{-28}$	$(2,03 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	1,8(2)
$^{59}\text{Co}(n,4n\alpha)^{52}\text{Mn}$	$(2,44 \pm 0,27) \cdot 10^{-28}$	$(1,32 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	1,9(2)
$^{59}\text{Co}(n, 2n\alpha)^{51}\text{Cr}$	$(7,46 \pm 0,84) \cdot 10^{-28}$	$(1,61 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	4,6(5)
$^{59}\text{Co}(n,4n2\alpha)^{48}\text{V}$	$(2,71 \pm 0,29) \cdot 10^{-28}$	$(6,70 \pm 0,01) \cdot 10^{-29}$	4,0(4)
$^{59}\text{Co}(n,3\alpha)^{47}\text{Sc}$	$(7,02 \pm 0,96) \cdot 10^{-29}$	$(4,80 \pm 0,03) \cdot 10^{-30}$	14,6(20)
$^{59}\text{Co}(n,2n3\alpha)^{46}\text{Sc}$	$(1,70 \pm 0,19) \cdot 10^{-28}$	$(8,20 \pm 0,05) \cdot 10^{-30}$	20,8(23)

Tab. 0-13 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 4 ve vzdálenosti 40 mm od středu svazku, deuterony 4 AGeV

Reakce	$R_{Exp}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$R_{Cal}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$\frac{R_{Exp}}{R_{Cal}}$
$^{59}\text{Co}(n,g)^{60}\text{Co}$	$(7,27 \pm 0,76) \cdot 10^{-27}$	$(6,22 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	1,2(1)
$^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$	$(6,49 \pm 0,69) \cdot 10^{-28}$	$(1,15 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	0,6(1)
$^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$	$(5,03 \pm 0,53) \cdot 10^{-27}$	$(8,18 \pm 0,02) \cdot 10^{-27}$	0,6(1)
$^{59}\text{Co}(n,3n)^{57}\text{Co}$	$(1,52 \pm 0,17) \cdot 10^{-27}$	$(1,12 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	1,4(2)
$^{59}\text{Co}(n,2n\alpha)^{54}\text{Mn}$	$(7,93 \pm 0,86) \cdot 10^{-28}$	$(4,67 \pm 0,02) \cdot 10^{-28}$	1,7(2)
$^{59}\text{Co}(n,4n)^{56}\text{Co}$	$(2,31 \pm 0,26) \cdot 10^{-28}$	$(1,75 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	1,3(2)
$^{59}\text{Co}(n,4n\alpha)^{52}\text{Mn}$	$(1,53 \pm 0,18) \cdot 10^{-28}$	$(1,12 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	1,4(2)
$^{59}\text{Co}(n, 2n\alpha)^{51}\text{Cr}$	$(4,43 \pm 0,53) \cdot 10^{-28}$	$(1,37 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	3,2(4)
$^{59}\text{Co}(n,4n2\alpha)^{48}\text{V}$	$(1,38 \pm 0,16) \cdot 10^{-28}$	$(5,67 \pm 0,04) \cdot 10^{-29}$	2,4(3)
$^{59}\text{Co}(n,3\alpha)^{47}\text{Sc}$	$(4,02 \pm 0,63) \cdot 10^{-29}$	$(4,07 \pm 0,03) \cdot 10^{-30}$	9,9(16)
$^{59}\text{Co}(n,2n3\alpha)^{46}\text{Sc}$	$(8,25 \pm 1,06) \cdot 10^{-29}$	$(6,94 \pm 0,05) \cdot 10^{-30}$	11,9(15)

Tab. 0-14 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 4 ve vzdálenosti 80 mm od středu svazku, deuterony 4 AGeV

Reakce	$R_{Exp}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$R_{Cal}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$\frac{R_{Exp}}{R_{Cal}}$
$^{59}\text{Co}(n,g)^{60}\text{Co}$	$(6,00 \pm 0,67) \cdot 10^{-27}$	$(5,13 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	1,2(1)
$^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$	$(3,48 \pm 0,39) \cdot 10^{-28}$	$(5,84 \pm 0,02) \cdot 10^{-28}$	0,6(1)
$^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$	$(2,56 \pm 0,27) \cdot 10^{-27}$	$(3,97 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	0,6(1)
$^{59}\text{Co}(n,3n)^{57}\text{Co}$	$(7,69 \pm 1,00) \cdot 10^{-28}$	$(5,49 \pm 0,04) \cdot 10^{-28}$	1,4(2)
$^{59}\text{Co}(n,2n\alpha)^{54}\text{Mn}$	$(3,68 \pm 0,50) \cdot 10^{-28}$	$(2,27 \pm 0,02) \cdot 10^{-28}$	1,7(2)
$^{59}\text{Co}(n,4n)^{56}\text{Co}$	$(1,15 \pm 0,16) \cdot 10^{-28}$	$(8,58 \pm 0,06) \cdot 10^{-29}$	1,3(2)
$^{59}\text{Co}(n,4n\alpha)^{52}\text{Mn}$	$(5,25 \pm 0,99) \cdot 10^{-29}$	$(5,28 \pm 0,05) \cdot 10^{-29}$	1,0(2)
$^{59}\text{Co}(n, 2n\alpha)^{51}\text{Cr}$	$(1,40 \pm 0,40) \cdot 10^{-28}$	$(6,41 \pm 0,06) \cdot 10^{-29}$	2,2(8)
$^{59}\text{Co}(n,4n2\alpha)^{48}\text{V}$	$(4,30 \pm 0,65) \cdot 10^{-29}$	$(2,61 \pm 0,03) \cdot 10^{-29}$	1,7(3)
$^{59}\text{Co}(n,n3\alpha)^{47}\text{Sc}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,2n3\alpha)^{46}\text{Sc}$	—	—	—

Tab. 0-15 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 4 ve vzdálenosti 120 mm od středu svazku, deuterony 4 AGeV

Reakce	$R_{Exp}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$R_{Cal}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$\frac{R_{Exp}}{R_{Cal}}$
$^{59}\text{Co}(n,g)^{60}\text{Co}$	$(5,20 \pm 0,55) \cdot 10^{-27}$	$(3,88 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	1,3(1)
$^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$	$(2,25 \pm 0,42) \cdot 10^{-28}$	$(3,10 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	0,7(1)
$^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$	$(1,58 \pm 0,34) \cdot 10^{-27}$	$(2,07 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	0,8(2)
$^{59}\text{Co}(n,3n)^{57}\text{Co}$	$(5,12 \pm 0,89) \cdot 10^{-28}$	$(2,96 \pm 0,03) \cdot 10^{-28}$	1,7(3)
$^{59}\text{Co}(n,2n\alpha)^{54}\text{Mn}$	$(2,57 \pm 0,48) \cdot 10^{-28}$	$(1,22 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	2,1(4)
$^{59}\text{Co}(n,4n)^{56}\text{Co}$	$(7,04 \pm 1,22) \cdot 10^{-29}$	$(4,65 \pm 0,05) \cdot 10^{-29}$	1,5(3)
$^{59}\text{Co}(n,4n\alpha)^{52}\text{Mn}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n, 2n\alpha)^{51}\text{Cr}$	$(1,16 \pm 0,34) \cdot 10^{-28}$	$(3,47 \pm 0,05) \cdot 10^{-29}$	3,3(10)
$^{59}\text{Co}(n,4n2\alpha)^{48}\text{V}$	$(3,16 \pm 0,92) \cdot 10^{-29}$	$(1,41 \pm 0,02) \cdot 10^{-29}$	2,2(7)
$^{59}\text{Co}(n,n3\alpha)^{47}\text{Sc}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,2n3\alpha)^{46}\text{Sc}$	—	—	—

Tab. 0-16 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 5 ve vzdálenosti 0 mm od středu svazku, deuteronů 4 AGeV

Reakce	$R_{Exp}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$R_{Cal}$ (atom·deuteron <sup>-1</sup> ·AGeV <sup>-1</sup> )	$\frac{R_{Exp}}{R_{Cal}}$
$^{59}\text{Co}(n,g)^{60}\text{Co}$	$(3,82 \pm 0,42) \cdot 10^{-27}$	$(3,01 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	1,3(1)
$^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$	$(3,36 \pm 0,37) \cdot 10^{-28}$	$(6,71 \pm 0,02) \cdot 10^{-28}$	0,5(1)
$^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$	$(2,90 \pm 0,31) \cdot 10^{-27}$	$(4,97 \pm 0,02) \cdot 10^{-27}$	0,6(1)
$^{59}\text{Co}(n,3n)^{57}\text{Co}$	$(1,05 \pm 0,11) \cdot 10^{-27}$	$(7,00 \pm 0,04) \cdot 10^{-28}$	1,5(2)
$^{59}\text{Co}(n,2n\alpha)^{54}\text{Mn}$	$(5,57 \pm 0,63) \cdot 10^{-28}$	$(2,97 \pm 0,02) \cdot 10^{-28}$	1,9(2)
$^{59}\text{Co}(n,4n)^{56}\text{Co}$	$(1,42 \pm 0,18) \cdot 10^{-28}$	$(1,11 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	1,3(2)
$^{59}\text{Co}(n,4n\alpha)^{52}\text{Mn}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,2n\alpha)^{51}\text{Cr}$	$(3,37 \pm 0,52) \cdot 10^{-28}$	$(9,05 \pm 0,07) \cdot 10^{-29}$	3,7(6)
$^{59}\text{Co}(n,4n2\alpha)^{48}\text{V}$	$(1,08 \pm 0,14) \cdot 10^{-28}$	$(3,79 \pm 0,03) \cdot 10^{-29}$	2,9(4)
$^{59}\text{Co}(n,n3\alpha)^{47}\text{Sc}$	—	—	—
$^{59}\text{Co}(n,2n3\alpha)^{46}\text{Sc}$	—	—	—

### Poměry reakčních rychlostí mezi sekcemi

Tab. 0-17 Poměr experimentálních reakčních rychlostí v sekci 2, deuteronů 4 AGeV

Produkt	$\frac{R_{Exp\ 40mm}}{R_{Exp\ 0\ mm}}$	$\frac{R_{Exp\ 80mm}}{R_{Exp\ 40\ mm}}$	$\frac{R_{Exp\ 120mm}}{R_{Exp\ 80\ mm}}$	$\frac{R_{Exp\ 120mm}}{R_{Exp\ 0\ mm}}$
$^{60}\text{Co}$	1,10(20)	0,73(11)	0,85(13)	0,68(10)
$^{59}\text{Fe}$	0,73(11)	0,45(7)	0,54(8)	0,18(3)
$^{58}\text{Co}$	0,67(10)	0,41(6)	0,50(8)	0,14(2)
$^{57}\text{Co}$	0,62(9)	0,40(6)	0,52(8)	0,13(2)
$^{54}\text{Mn}$	0,55(8)	0,32(5)	—	—
$^{56}\text{Co}$	0,56(9)	0,28(5)	0,54(9)	0,09(1)
$^{52}\text{Mn}$	0,48(7)	0,27(4)	—	—
$^{51}\text{Cr}$	0,49(8)	0,28(5)	—	—
$^{48}\text{V}$	0,39(6)	0,23(4)	—	—
$^{47}\text{Sc}$	0,40(7)	0,21(5)	—	—
$^{46}\text{Sc}$	0,45(8)	—	—	—

Tab. 0-18 Poměr experimentálních reakčních rychlostí v sekci 4, deuteronu 4 AGeV

Produkt	$\frac{R_{Exp\ 40mm}}{R_{Exp\ 0\ mm}}$	$\frac{R_{Exp\ 80mm}}{R_{Exp\ 40\ mm}}$	$\frac{R_{Exp\ 120mm}}{R_{Exp\ 80\ mm}}$	$\frac{R_{Exp\ 120mm}}{R_{Exp\ 0\ mm}}$
$^{60}\text{Co}$	1,00(15)	0,83(13)	0,87(14)	0,72(11)
$^{59}\text{Fe}$	0,86(13)	0,54(8)	0,65(14)	0,30(6)
$^{58}\text{Co}$	0,77(12)	0,51(8)	0,62(15)	0,24(6)
$^{57}\text{Co}$	0,76(12)	0,51(9)	0,66(16)	0,26(5)
$^{54}\text{Mn}$	0,66(10)	0,47(8)	0,70(16)	0,21(5)
$^{56}\text{Co}$	0,65(10)	0,50(9)	0,61(14)	0,20(4)
$^{52}\text{Mn}$	0,63(10)	0,34(8)	—	—
$^{51}\text{Cr}$	0,60(10)	0,32(12)	0,83(37)	0,16(5)
$^{48}\text{V}$	0,51(8)	0,31(6)	0,74(24)	0,11(4)
$^{47}\text{Sc}$	0,57(12)	—	—	—
$^{46}\text{Sc}$	0,48(8)	—	—	—

Tab. 0-19 Poměr experimentálních reakčních rychlostí v jednotlivých sekcích, deuteronu 4 AGeV

Produkt	$\frac{R_{Exp\ sekce3}}{R_{Exp\ sekce2}}$	$\frac{R_{Exp\ sekce4}}{R_{Exp\ sekce3}}$	$\frac{R_{Exp\ sekce5}}{R_{Exp\ sekce4}}$	$\frac{R_{Exp\ sekce5}}{R_{Exp\ sekce2}}$	$\frac{R_{Exp\ sekce5}}{R_{Exp\ sekce3}}$
$^{60}\text{Co}$	0,76(11)	0,71(11)	0,53(8)	0,3(1)	0,4(1)
$^{59}\text{Fe}$	0,61(9)	0,57(9)	0,45(7)	0,28(4)	0,37(5)
$^{58}\text{Co}$	0,59(9)	0,59(9)	0,45(7)	0,15(2)	0,25(4)
$^{57}\text{Co}$	0,62(9)	0,57(9)	0,52(8)	0,16(2)	0,26(4)
$^{54}\text{Mn}$	0,61(9)	0,59(9)	0,46(7)	0,19(3)	0,27(4)
$^{56}\text{Co}$	0,59(9)	0,59(9)	0,40(7)	0,17(3)	0,24(4)
$^{52}\text{Mn}$	0,64(11)	0,56(9)	—	—	—
$^{51}\text{Cr}$	0,63(10)	0,60(9)	0,45(9)	0,17(3)	0,27(5)
$^{48}\text{V}$	0,59(9)	0,64(10)	0,40(7)	0,15(3)	0,26(4)
$^{47}\text{Sc}$	—	—	—	—	—
$^{46}\text{Sc}$	0,57(9)	0,69(11)	—	—	—

Tab. 0-20 Poměr experimentálních reakčních rychlostí mezi sekcemi 2 a 4, deuterony 4 AGeV

Produkt	$\frac{R_{Exp\ s4,0\ mm}}{R_{Exp\ s2,0\ mm}}$	$\frac{R_{Exp\ s4,40\ mm}}{R_{Exp\ s2,40\ mm}}$	$\frac{R_{Exp\ s4,80\ mm}}{R_{Exp\ s2,80\ mm}}$	$\frac{R_{Exp\ s4,120\ mm}}{R_{Exp\ s2,120\ mm}}$
$^{60}\text{Co}$	0,54(8)	0,49(7)	0,55(9)	0,56(8)
$^{59}\text{Fe}$	0,34(5)	0,41(6)	0,49(8)	0,58(12)
$^{58}\text{Co}$	0,35(5)	0,40(6)	0,50(8)	0,62(15)
$^{57}\text{Co}$	0,36(5)	0,44(7)	0,55(10)	0,71(15)
$^{54}\text{Mn}$	0,36(5)	0,43(7)	0,62(11)	–
$^{56}\text{Co}$	0,35(6)	0,40(6)	0,70(13)	0,80(17)
$^{52}\text{Mn}$	0,36(6)	0,47(7)	0,59(13)	–
$^{51}\text{Cr}$	0,38(6)	0,45(8)	0,51(19)	–
$^{48}\text{V}$	0,38(6)	0,49(8)	0,66(13)	–
$^{47}\text{Sc}$	0,42(7)	0,59(12)	–	–
$^{46}\text{Sc}$	0,40(6)	0,43(9)	–	–

## Ozařování C-12 o energii částic 2 AGeV

Tab. 0-21 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 2 ve vzdálenosti 0 mm od středu svazku, C-12 AGeV

Reakce	$R_{Exp}$ ( $\text{atom} \cdot ^{12}\text{C}^{-1} \cdot \text{AGeV}^{-1}$ )	$R_{Cal}$ ( $\text{atom} \cdot ^{12}\text{C}^{-1} \cdot \text{AGeV}^{-1}$ )	$\frac{R_{Exp}}{R_{Cal}}$
$^{59}\text{Co}(n,g)^{60}\text{Co}$	$(3,91 \pm 0,50) \cdot 10^{-26}$	$(4,97 \pm 0,01) \cdot 10^{-26}$	0,8(1)
$^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$	$(6,67 \pm 0,81) \cdot 10^{-27}$	$(2,24 \pm 0,01) \cdot 10^{-26}$	0,3(1)
$^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$	$(5,75 \pm 0,69) \cdot 10^{-26}$	$(1,70 \pm 0,01) \cdot 10^{-25}$	0,3(1)
$^{59}\text{Co}(n,3n)^{57}\text{Co}$	$(2,63 \pm 0,31) \cdot 10^{-26}$	$(2,58 \pm 0,01) \cdot 10^{-26}$	1,0(1)
$^{59}\text{Co}(n,2n\alpha)^{54}\text{Mn}$	$(1,53 \pm 0,21) \cdot 10^{-26}$	$(1,15 \pm 0,01) \cdot 10^{-26}$	1,3(2)
$^{59}\text{Co}(n,4n)^{56}\text{Co}$	$(4,45 \pm 0,54) \cdot 10^{-27}$	$(4,33 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	1,0(1)
$^{59}\text{Co}(n,4n\alpha)^{52}\text{Mn}$	$(3,88 \pm 0,48) \cdot 10^{-27}$	$(3,06 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	1,3(2)
$^{59}\text{Co}(n, 2n\alpha)^{51}\text{Cr}$	$(1,03 \pm 0,14) \cdot 10^{-26}$	$(3,73 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	2,8(4)
$^{59}\text{Co}(n,4n2\alpha)^{48}\text{V}$	$(4,20 \pm 0,57) \cdot 10^{-27}$	$(1,56 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	2,7(4)
$^{59}\text{Co}(n,n3\alpha)^{47}\text{Sc}$	$(1,12 \pm 0,17) \cdot 10^{-27}$	$(1,10 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	10,1(15)
$^{59}\text{Co}(n,2n3\alpha)^{46}\text{Sc}$	$(2,17 \pm 0,28) \cdot 10^{-27}$	$(1,89 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	11,5(15)

Tab. 0-22 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 2 ve vzdálenosti 40 mm od středu svazku, C-12 AGeV

Reakce	$R_{Exp}$ (atom $\cdot^{12}C^{-1}$ $\cdot AGeV^{-1}$ )	$R_{Cal}$ (atom $\cdot^{12}C^{-1}$ $\cdot AGeV^{-1}$ )	$\frac{R_{Exp}}{R_{Cal}}$
$^{59}Co(n,g)^{60}Co$	$(3,64 \pm 0,52) \cdot 10^{-26}$	$(4,44 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	0,8(1)
$^{59}Co(n,p)^{59}Fe$	$(5,47 \pm 0,81) \cdot 10^{-27}$	$(1,27 \pm 0,01) \cdot 10^{-26}$	0,4(1)
$^{59}Co(n,2n)^{58}Co$	$(1,24 \pm 0,15) \cdot 10^{-26}$	$(9,19 \pm 0,01) \cdot 10^{-26}$	0,1(1)
$^{59}Co(n,3n)^{57}Co$	$(2,00 \pm 0,23) \cdot 10^{-26}$	$(1,39 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	1,4(2)
$^{59}Co(n,2n\alpha)^{54}Mn$	$(1,88 \pm 0,36) \cdot 10^{-27}$	$(6,10 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	0,3(1)
$^{59}Co(n,4n)^{56}Co$	$(1,77 \pm 0,56) \cdot 10^{-27}$	$(2,33 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	0,8(2)
$^{59}Co(n,4n\alpha)^{52}Mn$	—	—	—
$^{59}Co(n, 2n\alpha)^{51}Cr$	$(7,57 \pm 1,13) \cdot 10^{-27}$	$(1,89 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	4,0(6)
$^{59}Co(n,4n2\alpha)^{48}V$	$(2,99 \pm 0,36) \cdot 10^{-27}$	$(7,74 \pm 0,02) \cdot 10^{-28}$	3,9(5)
$^{59}Co(n,n3\alpha)^{47}Sc$	—	—	—
$^{59}Co(n,2n3\alpha)^{46}Sc$	$(1,19 \pm 0,31) \cdot 10^{-27}$	$(9,39 \pm 0,02) \cdot 10^{-29}$	12,7(33)

Tab. 0-23 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 2 ve vzdálenosti 80 mm od středu svazku, C-12 AGeV

Reakce	$R_{Exp}$ (atom $\cdot^{12}C^{-1}$ $\cdot AGeV^{-1}$ )	$R_{Cal}$ (atom $\cdot^{12}C^{-1}$ $\cdot AGeV^{-1}$ )	$\frac{R_{Exp}}{R_{Cal}}$
$^{59}Co(n,g)^{60}Co$	$(2,91 \pm 0,34) \cdot 10^{-26}$	$(3,31 \pm 0,01) \cdot 10^{-26}$	0,9(1)
$^{59}Co(n,p)^{59}Fe$	$(2,19 \pm 0,34) \cdot 10^{-27}$	$(4,56 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	0,5(1)
$^{59}Co(n,2n)^{58}Co$	$(1,59 \pm 0,18) \cdot 10^{-26}$	$(3,07 \pm 0,01) \cdot 10^{-26}$	0,5(1)
$^{59}Co(n,3n)^{57}Co$	$(4,89 \pm 0,75) \cdot 10^{-27}$	$(4,55 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	1,1(2)
$^{59}Co(n,2n\alpha)^{54}Mn$	$(2,07 \pm 0,34) \cdot 10^{-27}$	$(1,91 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	1,1(2)
$^{59}Co(n,4n)^{56}Co$	—	—	—
$^{59}Co(n,4n\alpha)^{52}Mn$	$(3,98 \pm 0,53) \cdot 10^{-28}$	$(4,36 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	0,9(1)
$^{59}Co(n, 2n\alpha)^{51}Cr$	—	—	—
$^{59}Co(n,4n2\alpha)^{48}V$	$(3,80 \pm 0,83) \cdot 10^{-28}$	$(2,02 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	1,9(4)
$^{59}Co(n,n3\alpha)^{47}Sc$	$(8,65 \pm 1,96) \cdot 10^{-29}$	$(1,44 \pm 0,01) \cdot 10^{-29}$	6,0(14)
$^{59}Co(n,2n3\alpha)^{46}Sc$	—	—	—

Tab. 0-24 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 2 ve vzdálenosti 120 mm od středu svazku, C-12 AGeV

Reakce	$R_{Exp}$ (atom $\cdot^{12}C^{-1}$ $\cdot AGeV^{-1}$ )	$R_{Cal}$ (atom $\cdot^{12}C^{-1}$ $\cdot AGeV^{-1}$ )	$\frac{R_{Exp}}{R_{Cal}}$
$^{59}Co(n,g)^{60}Co$	$(2,48 \pm 0,37) \cdot 10^{-26}$	$(2,32 \pm 0,01) \cdot 10^{-26}$	1,1(2)
$^{59}Co(n,p)^{59}Fe$	$(1,19 \pm 0,30) \cdot 10^{-27}$	$(2,03 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	0,6(2)
$^{59}Co(n,2n)^{58}Co$	$(7,66 \pm 1,04) \cdot 10^{-27}$	$(1,34 \pm 0,01) \cdot 10^{-26}$	0,6(1)
$^{59}Co(n,3n)^{57}Co$	$(3,25 \pm 0,68) \cdot 10^{-27}$	$(1,97 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	1,7(4)
$^{59}Co(n,2n\alpha)^{54}Mn$	—	—	—
$^{59}Co(n,4n)^{56}Co$	—	—	—
$^{59}Co(n,4n\alpha)^{52}Mn$	—	—	—
$^{59}Co(n,2n\alpha)^{51}Cr$	—	—	—
$^{59}Co(n,4n2\alpha)^{48}V$	—	—	—
$^{59}Co(n,n3\alpha)^{47}Sc$	—	—	—
$^{59}Co(n,2n3\alpha)^{46}Sc$	—	—	—

Tab. 0-25 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 3 ve vzdálenosti 0 mm od středu svazku, C-12 AGeV

Reakce	$R_{Exp}$ (atom $\cdot^{12}C^{-1}$ $\cdot AGeV^{-1}$ )	$R_{Cal}$ (atom $\cdot^{12}C^{-1}$ $\cdot AGeV^{-1}$ )	$\frac{R_{Exp}}{R_{Cal}}$
$^{59}Co(n,g)^{60}Co$	$(2,92 \pm 0,40) \cdot 10^{-26}$	$(4,10 \pm 0,01) \cdot 10^{-26}$	0,7(1)
$^{59}Co(n,p)^{59}Fe$	$(3,77 \pm 0,44) \cdot 10^{-27}$	$(1,30 \pm 0,01) \cdot 10^{-26}$	0,3(1)
$^{59}Co(n,2n)^{58}Co$	$(3,02 \pm 0,34) \cdot 10^{-26}$	$(9,72 \pm 0,01) \cdot 10^{-26}$	0,3(1)
$^{59}Co(n,3n)^{57}Co$	$(1,23 \pm 0,14) \cdot 10^{-26}$	$(1,41 \pm 0,01) \cdot 10^{-26}$	0,9(1)
$^{59}Co(n,2n\alpha)^{54}Mn$	$(6,52 \pm 0,85) \cdot 10^{-27}$	$(6,18 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	1,1(1)
$^{59}Co(n,4n)^{56}Co$	$(2,40 \pm 0,36) \cdot 10^{-27}$	$(2,32 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	1,0(2)
$^{59}Co(n,4n\alpha)^{52}Mn$	$(1,47 \pm 0,17) \cdot 10^{-27}$	$(1,62 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	0,9(1)
$^{59}Co(n, 2n\alpha)^{51}Cr$	$(4,32 \pm 0,60) \cdot 10^{-27}$	$(1,97 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	2,2(3)
$^{59}Co(n,4n2\alpha)^{48}V$	$(1,66 \pm 0,21) \cdot 10^{-27}$	$(8,25 \pm 0,02) \cdot 10^{-28}$	2,0(3)
$^{59}Co(n,n3\alpha)^{47}Sc$	$(4,57 \pm 0,57) \cdot 10^{-28}$	$(5,85 \pm 0,11) \cdot 10^{-29}$	7,8(1)
$^{59}Co(n,2n3\alpha)^{46}Sc$	—	—	—



Tab. 0-26 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 4 ve vzdálenosti 0 mm od středu svazku, C-12 AGeV

Reakce	$R_{Exp}$ (atom $\cdot^{12}C^{-1}$ $\cdot AGeV^{-1}$ )	$R_{Cal}$ (atom $\cdot^{12}C^{-1}$ $\cdot AGeV^{-1}$ )	$\frac{R_{Exp}}{R_{Cal}}$
$^{59}Co(n,g)^{60}Co$	$(5,93\pm 0,78)\cdot 10^{-26}$	$(2,67\pm 0,01)\cdot 10^{-27}$	2,2(3)
$^{59}Co(n,p)^{59}Fe$	—	—	—
$^{59}Co(n,2n)^{58}Co$	$(1,10\pm 0,14)\cdot 10^{-26}$	$(4,67\pm 0,01)\cdot 10^{-26}$	0,2(1)
$^{59}Co(n,3n)^{57}Co$	$(6,77\pm 0,93)\cdot 10^{-27}$	$(6,69\pm 0,01)\cdot 10^{-27}$	1,0(1)
$^{59}Co(n,2n\alpha)^{54}Mn$	$(1,84\pm 0,63)\cdot 10^{-27}$	$(2,92\pm 0,01)\cdot 10^{-27}$	0,6(2)
$^{59}Co(n,4n)^{56}Co$	—	—	—
$^{59}Co(n,4n\alpha)^{52}Mn$	—	—	—
$^{59}Co(n,2n\alpha)^{51}Cr$	—	—	—
$^{59}Co(n,4n2\alpha)^{48}V$	—	—	—
$^{59}Co(n,n3\alpha)^{47}Sc$	—	—	—
$^{59}Co(n,2n3\alpha)^{46}Sc$	$(2,77\pm 0,78)\cdot 10^{-27}$	$(4,71\pm 0,01)\cdot 10^{-29}$	58,9(166)

Tab. 0-27 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 4 ve vzdálenosti 40 mm od středu svazku, C-12 AGeV

Reakce	$R_{Exp}$ (atom $\cdot^{12}C^{-1}$ $\cdot AGeV^{-1}$ )	$R_{Cal}$ (atom $\cdot^{12}C^{-1}$ $\cdot AGeV^{-1}$ )	$\frac{R_{Exp}}{R_{Cal}}$
$^{59}Co(n,g)^{60}Co$	$(1,79\pm 0,26)\cdot 10^{-26}$	$(2,54\pm 0,01)\cdot 10^{-26}$	0,7(1)
$^{59}Co(n,p)^{59}Fe$	$(1,51\pm 0,20)\cdot 10^{-27}$	$(4,99\pm 0,01)\cdot 10^{-27}$	0,3(1)
$^{59}Co(n,2n)^{58}Co$	$(1,27\pm 0,15)\cdot 10^{-26}$	$(3,58\pm 0,01)\cdot 10^{-26}$	0,4(1)
$^{59}Co(n,3n)^{57}Co$	$(5,11\pm 0,63)\cdot 10^{-27}$	$(5,16\pm 0,01)\cdot 10^{-27}$	1,0(1)
$^{59}Co(n,2n\alpha)^{54}Mn$	$(2,43\pm 0,45)\cdot 10^{-27}$	$(2,25\pm 0,01)\cdot 10^{-27}$	1,1(2)
$^{59}Co(n,4n)^{56}Co$	$(6,00\pm 0,15)\cdot 10^{-28}$	$(8,46\pm 0,02)\cdot 10^{-28}$	0,7(2)
$^{59}Co(n,4n\alpha)^{52}Mn$	$(4,86\pm 0,57)\cdot 10^{-28}$	$(5,78\pm 0,02)\cdot 10^{-28}$	0,8(1)
$^{59}Co(n,2n\alpha)^{51}Cr$	$(9,07\pm 0,41)\cdot 10^{-28}$	$(7,05\pm 0,02)\cdot 10^{-28}$	1,3(6)
$^{59}Co(n,4n2\alpha)^{48}V$	$(5,88\pm 0,79)\cdot 10^{-28}$	$(2,93\pm 0,01)\cdot 10^{-28}$	2,0(3)
$^{59}Co(n,n3\alpha)^{47}Sc$	$(1,36\pm 0,19)\cdot 10^{-28}$	$(2,09\pm 0,01)\cdot 10^{-29}$	6,5(9)
$^{59}Co(n,2n3\alpha)^{46}Sc$	—	—	—

Tab. 0-28 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 4 ve vzdálenosti 80 mm od středu svazku, C-12 AGeV

Reakce	$R_{Exp}$ (atom $\cdot^{12}C^{-1}$ $\cdot AGeV^{-1}$ )	$R_{Cal}$ (atom $\cdot^{12}C^{-1}$ $\cdot AGeV^{-1}$ )	$\frac{R_{Exp}}{R_{Cal}}$
$^{59}Co(n,g)^{60}Co$	$(1,61 \pm 0,23) \cdot 10^{-26}$	$(2,09 \pm 0,01) \cdot 10^{-26}$	0,8(1)
$^{59}Co(n,p)^{59}Fe$	—	—	—
$^{59}Co(n,2n)^{58}Co$	$(5,75 \pm 0,76) \cdot 10^{-27}$	$(1,57 \pm 0,01) \cdot 10^{-26}$	0,4(1)
$^{59}Co(n,3n)^{57}Co$	$(4,12 \pm 0,52) \cdot 10^{-27}$	$(2,26 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	1,8(2)
$^{59}Co(n,2n\alpha)^{54}Mn$	—	—	—
$^{59}Co(n,4n)^{56}Co$	—	—	—
$^{59}Co(n,4n\alpha)^{52}Mn$	—	—	—
$^{59}Co(n, 2n\alpha)^{51}Cr$	—	—	—
$^{59}Co(n,4n2\alpha)^{48}V$	—	—	—
$^{59}Co(n,n3\alpha)^{47}Sc$	—	—	—
$^{59}Co(n,2n3\alpha)^{46}Sc$	—	—	—

Tab. 0-29 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 4 ve vzdálenosti 120 mm od středu svazku, C-12 AGeV

Reakce	$R_{Exp}$ (atom $\cdot^{12}C^{-1}$ $\cdot AGeV^{-1}$ )	$R_{Cal}$ (atom $\cdot^{12}C^{-1}$ $\cdot AGeV^{-1}$ )	$\frac{R_{Exp}}{R_{Cal}}$
$^{59}Co(n,g)^{60}Co$	$(1,27 \pm 1,83) \cdot 10^{-26}$	$(1,6 \pm 0,01) \cdot 10^{-26}$	0,8(1)
$^{59}Co(n,p)^{59}Fe$	—	—	—
$^{59}Co(n,2n)^{58}Co$	$(3,22 \pm 0,42) \cdot 10^{-27}$	$(8,14 \pm 0,02) \cdot 10^{-27}$	0,4(1)
$^{59}Co(n,3n)^{57}Co$	$(1,70 \pm 0,31) \cdot 10^{-27}$	$(1,21 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	1,4(3)
$^{59}Co(n,2n\alpha)^{54}Mn$	—	—	—
$^{59}Co(n,4n)^{56}Co$	—	—	—
$^{59}Co(n,4n\alpha)^{52}Mn$	—	—	—
$^{59}Co(n,2n\alpha)^{51}Cr$	—	—	—
$^{59}Co(n,4n2\alpha)^{48}V$	—	—	—
$^{59}Co(n,n3\alpha)^{47}Sc$	—	—	—
$^{59}Co(n,2n3\alpha)^{46}Sc$	—	—	—

Tab. 0-30 Experimentální a simulované reakční rychlosti v sekci 5 ve vzdálenosti 0 mm od středu svazku, C-12 AGeV

Reakce	$R_{Exp}$ (atom $\cdot^{12}C^{-1}$ $\cdot AGeV^{-1}$ )	$R_{Cal}$ (atom $\cdot^{12}C^{-1}$ $\cdot AGeV^{-1}$ )	$\frac{R_{Exp}}{R_{Cal}}$
$^{59}Co(n,g)^{60}Co$	$(8,63 \pm 0,19) \cdot 10^{-27}$	$(1,17 \pm 0,02) \cdot 10^{-26}$	0,7(2)
$^{59}Co(n,p)^{59}Fe$	—	—	—
$^{59}Co(n,2n)^{58}Co$	$(5,47 \pm 0,64) \cdot 10^{-27}$	$(1,92 \pm 0,01) \cdot 10^{-26}$	0,3(1)
$^{59}Co(n,3n)^{57}Co$	$(3,11 \pm 0,43) \cdot 10^{-27}$	$(2,87 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	1,1(2)
$^{59}Co(n,2n\alpha)^{54}Mn$	$(8,62 \pm 0,34) \cdot 10^{-28}$	$(1,25 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$	0,7(3)
$^{59}Co(n,4n)^{56}Co$	$(6,35 \pm 0,17) \cdot 10^{-28}$	$(4,66 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	1,4(4)
$^{59}Co(n,4n\alpha)^{52}Mn$	$(1,89 \pm 0,29) \cdot 10^{-28}$	$(3,30 \pm 0,01) \cdot 10^{-28}$	0,6(1)
$^{59}Co(n,2n\alpha)^{51}Cr$	—	—	—
$^{59}Co(n,4n2\alpha)^{48}V$	—	—	—
$^{59}Co(n,n3\alpha)^{47}Sc$	—	—	—
$^{59}Co(n,2n3\alpha)^{46}Sc$	—	—	—

### Poměry reakčních rychlostí mezi sekcemi

Tab. 0-31 Poměr experimentálních reakčních rychlostí v sekci 2, C-12 2 AGeV

Produkt	$\frac{R_{Exp\ 40mm}}{R_{Exp\ 0\ mm}}$	$\frac{R_{Exp\ 80mm}}{R_{Exp\ 40\ mm}}$	$\frac{R_{Exp\ 120mm}}{R_{Exp\ 80\ mm}}$	$\frac{R_{Exp\ 120mm}}{R_{Exp\ 0\ mm}}$
$^{60}Co$	0,93(18)	0,80(15)	0,85(16)	0,63(13)
$^{59}Fe$	0,82(16)	0,40(9)	0,54(16)	0,18(5)
$^{58}Co$	0,22(4)	1,28(21)	0,48(9)	0,13(2)
$^{57}Co$	0,76(13)	0,24(5)	0,66(16)	0,12(3)
$^{54}Mn$	0,12(3)	1,10(28)	—	—
$^{56}Co$	0,40(14)	—	—	—
$^{52}Mn$	—	—	—	—
$^{51}Cr$	0,74(15)	—	—	—
$^{48}V$	0,71(13)	0,13(3)	—	—
$^{47}Sc$	—	—	—	—
$^{46}Sc$	0,55(16)	—	—	—

Tab. 0-32 Poměr experimentálních reakčních rychlostí v sekci 4, C-12 2 AGeV

Produkt	$\frac{R_{Exp\ 40mm}}{R_{Exp\ 0\ mm}}$	$\frac{R_{Exp\ 80mm}}{R_{Exp\ 40\ mm}}$	$\frac{R_{Exp\ 120mm}}{R_{Exp\ 80\ mm}}$	$\frac{R_{Exp\ 120mm}}{R_{Exp\ 0\ mm}}$
$^{60}\text{Co}$	0,30(6)	0,90(6)	0,79(16)	0,21(4)
$^{59}\text{Fe}$	—	—	—	—
$^{58}\text{Co}$	1,16(19)	0,45(8)	0,56(10)	0,29(5)
$^{57}\text{Co}$	0,75(14)	0,81(14)	0,41(9)	0,25(6)
$^{54}\text{Mn}$	1,32(51)	—	—	—
$^{56}\text{Co}$	—	—	—	—
$^{52}\text{Mn}$	—	—	—	—
$^{51}\text{Cr}$	—	—	—	—
$^{48}\text{V}$	—	—	—	—
$^{47}\text{Sc}$	—	—	—	—
$^{46}\text{Sc}$	—	—	—	—

Tab. 0-33 Poměr experimentálních reakčních rychlostí mezi jednotlivými sekcemi, C-12 2 AGeV

Produkt	$\frac{R_{Exp\ sekce3}}{R_{Exp\ sekce2}}$	$\frac{R_{Exp\ sekce4}}{R_{Exp\ sekce3}}$	$\frac{R_{Exp\ sekce5}}{R_{Exp\ sekce4}}$	$\frac{R_{Exp\ sekce5}}{R_{Exp\ sekce2}}$	$\frac{R_{Exp\ sekce5}}{R_{Exp\ sekce3}}$
$^{60}\text{Co}$	0,74(14)	2,03(38)	0,15(4)	0,22(6)	0,30(1)
$^{59}\text{Fe}$	0,57(10)	—	—	—	—
$^{58}\text{Co}$	0,52(9)	0,36(6)	0,50(8)	0,10(2)	0,18(3)
$^{57}\text{Co}$	0,47(8)	0,55(10)	0,46(9)	0,12(2)	0,25(5)
$^{54}\text{Mn}$	0,43(8)	0,28(10)	0,47(24)	0,06(2)	0,13(5)
$^{56}\text{Co}$	0,54(10)	—	0,40(7)	0,14(4)	0,26(8)
$^{52}\text{Mn}$	0,38(6)	—	—	0,5(1)	0,13(2)
$^{51}\text{Cr}$	0,42(8)	—	0,45(9)	—	—
$^{48}\text{V}$	0,39(7)	—	0,40(7)	—	—
$^{47}\text{Sc}$	0,41(8)	—	—	—	—
$^{46}\text{Sc}$	0,05(1)	—	—	—	—

Tab. 0-34 Poměr experimentálních reakčních rychlostí mezi sekcemi 2 a 4, C-12 2 AGeV

Produkt	$\frac{R_{Exp\ s4,0\ mm}}{R_{Exp\ s2,0\ mm}}$	$\frac{R_{Exp\ s4,40\ mm}}{R_{Exp\ s2,40\ mm}}$	$\frac{R_{Exp\ s4,80\ mm}}{R_{Exp\ s2,80\ mm}}$	$\frac{R_{Exp\ s4,120\ mm}}{R_{Exp\ s2,120\ mm}}$
$^{60}\text{Co}$	1,51(28)	0,49(10)	0,55(10)	0,51(11)
$^{59}\text{Fe}$	—	0,28(5)	—	—
$^{58}\text{Co}$	0,19(3)	1,02(17)	0,36(6)	0,42(8)
$^{57}\text{Co}$	0,26(5)	0,26(4)	0,84(17)	0,52(15)
$^{54}\text{Mn}$	0,12(4)	1,29(35)	—	—
$^{56}\text{Co}$	—	0,34(14)	—	—
$^{52}\text{Mn}$	—	—	—	—
$^{51}\text{Cr}$	—	0,12(6)	—	—
$^{48}\text{V}$	—	0,20(4)	—	—
$^{47}\text{Sc}$	—	—	—	—
$^{46}\text{Sc}$	1,28(40)	—	—	—

**Příloha C: Seznam účastí na mezinárodních konferencích a publikované články spojené s touto tematikou.**

**Seznam mezinárodních konferencí:**

XXII International Baldin Seminar on High Energy and Physics Problems, September 15-20, 2014 Dubna, Russia:

Zeman M., Adam J., Katovsky K., et al.,

Reaction Rates of Residual Nuclei Produced of  $^{59}\text{Co}$  at the Target *QUINTA*

XIX International Conference of Young Scientists and Specialists, 16-20 February, 2015 Dubna, Russia:

Zeman M., Adam J., Katovsky K., et al.,

Comparison between simulation and measurement of neutron flux using  $^{59}\text{Co}$  at the spallation target *QUINTA*

**Seznam článků:**

M. Zeman, J. Adam, K. Katovsky, et al., Proceedings of Science – Reaction Rates of Residual Nuclei Produced in  $^{59}\text{Co}$  at the Target *QUINTA*. ISSN1824-8039

[http://pos.sissa.it/archive/conferences/225/061/Baldin%20ISHEPP%20XXII\\_061.pdf](http://pos.sissa.it/archive/conferences/225/061/Baldin%20ISHEPP%20XXII_061.pdf)

M. Zeman, J. Adam, K. Katovsky, et al. AYSS webside - Comparison between simulation and measurement of neutron flux using  $^{59}\text{Co}$  at the spallation target *QUINTA* – přijato k publikaci